

1917.

No. 13.

# ANNALEN DER PHYSIK.

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

F. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. PÖGGENDORFF, G. U. E. WIEDEMANN, P. DRUDE.

**VIERTE FOLGE.**

Band 53. Heft 13.

DER GANZEN REIHE 358. BANDES 5. HEFT.

KURATORIUM:

M. PLANCK, G. QUINCKE,  
W. C. RÖNTGEN, W. VOIGT, E. WARBURG.

UNTER MITWIRKUNG

DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

HERAUSGEGEBEN VON

**W. WIEN UND M. PLANCK.**



LEIPZIG, 1917.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIVS BARTH.

DÖRRHENSTRASSE 16.

*Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen, von den Postämtern und von der Verlagsbuchhandlung angenommen. Preis für den in 24 Heften (= 3 Bänden) ausgegebenen Jahrgang 54 M.  
(Ausgegeben am 28. December 1917.)*



## Inhalt.

	Seite
1. Minna Lang. Untersuchungen über die Absorption harter Röntgenstrahlen in Gasen (Fortsetzung) . . . . .	337
2. Erich Rumpf. Über Ionisationsmessungen im Geisslerrohr .	373

Die Redaktion der Annalen wird von den umseitig genannten Herren besorgt. Den geschäftlichen Teil hat Herr **Geh. Hofrat Prof. W. Wien** übernommen, an den auch Manuskripte zu senden sind. Seine Adresse ist: **Würzburg, Pleicherring 8.**

Es wird gebeten, die Manuskripte **druckfertig** einzuliefern und in den Korrekturen, den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 **Sonderabdrücke** jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffen den Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Anderweitiger **Abdruck** der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Die **Zeichnungen** sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuzeichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

**Zitate** sind am Rande oder unten auf den Seiten des Manuskripts (nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortschritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens und Vornamens, der Band-, Seiten- und Jahreszahl aufzuführen.

Seite

337

373

ren  
len  
esse

d in  
zu

beit  
dies  
ssen  
fen

und  
rist  
tet.  
den  
nu-  
den  
nar

ote.  
ten  
ens,

stra

Hä

Rö

auch

wur

Mit

bog

die

glei

Erg

vor

den

glan

dun

zen

sor

kug

als

Str

gra



# ANNALEN DER PHYSIK.

## VIERTE FOLGE. BAND 53.

### 1. Untersuchungen über die Absorption harter Röntgenstrahlen in Gasen; von Minna Lang.

(Fortsetzung.)

#### Vierter Teil.

Beobachtungen über die dissymmetrische Strahlungsverteilung eines modernen technischen Röntgenrohres mit Platinantikathode.

#### 1. Die historische Entwicklung der Frage nach der Strahlungsverteilung in Abhängigkeit von dem Emissionswinkel.

Schon in den ersten Jahren der Entdeckung der Röntgenstrahlen war die Frage aufgetaucht: Wie sind Intensität und Härte der Strahlung nach verschiedenen Richtungen verteilt? Röntgen<sup>1)</sup> hat als erster diese Frage experimentell untersucht mittels einer photographischen Methode. Den Strahlen wurden Films exponiert, die um die Platinantikathode als Mittelpunkt außerhalb des Rohres zu einem Halbkreis gebogen waren. Röntgen glaubte beobachten zu können, daß die Strahlung bis fast an den Horizont der Antikathodenplatte gleichmäßig verteilt war. Auch Walter<sup>2)</sup> kam zu dem gleichen Ergebnis, daß keine eigentliche Dissymmetrie der Strahlung vorliegt. Eine verschiedene Verteilung der Intensität in den verschiedenen Emissionsrichtungen, wie sie Kienböck<sup>3)</sup> glaubte beobachtet zu haben, suchte er zu erklären, einmal durch die Schwierigkeit, die Antikathodenebene scharf zu zentrieren und zweitens durch die verschieden starke Absorption, welche die Strahlen beim Durchgang durch die Glas- kugel von veränderlicher Dicke erfuhren. Stark<sup>4)</sup> gelang es als erstem, experimentell eine deutliche Abhängigkeit der Strahlung von der Emissionsrichtung aufzufinden. Die photographische Registrierung erfolgte im Röhreninnern selbst, um

1) W. C. Röntgen, Wied. Ann. **64**, p. 21. 1898.

2) B. Walter, Fortschritte auf dem Gebiete der Röntgenstrahlen p. 340. 1907.

3) R. Kienböck, Wiener klin. Rundschau **23**, p. 18. 1906.

4) J. Stark, Physik. Zeitschr. **10**, p. 580. 1909.

die schädliche Glasabsorption zu vermeiden. Als Antikathodenmaterial diente Holzkohle, weil hier die Fluoreszenzstrahlung erwartetermaßen wenig intensiv war im Verhältnis zur Impulsstrahlung. Die Emission nach der Vorderseite der Röhre erwies sich als schwächer und absorbierbarer als nach der Rückseite. Diese Beobachtung fand in demselben Jahre ihre theoretische Diskussion durch A. Sommerfeld.<sup>1)</sup> Danach bestimmt sich die Intensität  $S$  der Strahlung als Funktion

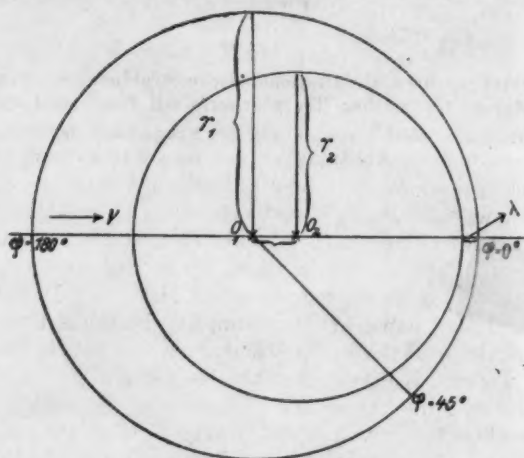


Fig. 7.

des Winkels  $\varphi$ , den die Richtung der Kathodenstrahlen mit der Richtung der Röntgenstrahlen bildet, und der Kathodenstrahlengeschwindigkeit  $\beta$  durch die Gleichung

$$S = \frac{\sin 2\varphi}{\cos \varphi} \left[ \frac{1}{(1 - \beta \cos \varphi)^4} - 1 \right].$$

Maßgebend für die Problemstellung war die Wiechert-Stokessche Theorie der Impulsstrahlung. Fig. 7 erläutert den Vorgang.

Angenommen, das im Punkte  $O_1$  ankommende Elektron von der Geschwindigkeit  $v = \beta \cdot c$  werde in der Zeit  $\tau$  auf dem Wege  $O_1 - O_2$  geradlinig auf  $v = 0$  gebremst. Dann herrscht nach einer gewissen Zeit  $t$  außerhalb der Kugel um

1) A. Sommerfeld, Physik. Zeitschr. 10. p. 969. 1909.

$O_1$  mit dem Radius  $r_1 = ct$  das Feld der stationären Bewegung, innerhalb der Kugel um  $O_2$  mit dem Radius  $r_2 = c(t - \tau)$  das elektrostatische Feld des ruhenden Elektrons. Zwischen beiden Kugeln befindet sich die elektromagnetische Energie der Röntgenstrahlen von verschiedener Impulsbreite für verschiedene Emissionsrichtungen. Für das Azimut  $\varphi > \pi/2$  ist die Impulsbreite größer als für das Azimut  $\varphi < \pi/2$ , wie Fig. 7 zeigt. Da nun das Maximum der Intensität jeweils auftritt für  $\cos \varphi = \beta$ , so sagt die Sommerfeldsche Gleichung aus, daß mit zunehmender Geschwindigkeit  $\beta$  der Kathodenstrahlen das Maximum der Intensität  $S$  sich nach abnehmendem Winkel verschiebt. Der experimentelle Beweis dieses theoretischen Ergebnisses für eine Röhre mit Pt-Antikathode gelang zuerst Friedrich.<sup>1)</sup> Die variable Dicke der Glaswand wurde durch passend zugeschaltete Glasplättchen kompensiert. Es zeigte sich eine geringe, aber deutlich erkennbare Abhängigkeit der Härte der X-Strahlen vom Azimut. Härte sowohl als Intensität der Strahlung nehmen zu mit abnehmendem Azimut. Bezüglich der Intensitäten unter  $80^\circ$  und  $120^\circ$  galt die Beziehung:

$$J_{80^\circ}/J_{120^\circ} > 1.$$

Kirschbaum<sup>2)</sup> hat für Spannungen zwischen 15000 bis 50000 Volt für eine Kohle- und Platinantikathode die folgenden Intensitätsquotienten für die Azimute  $80^\circ$  und  $120^\circ$  erhalten:

$$\text{C-Antikathode: } J_{80^\circ}/J_{120^\circ}: 1,5 - 1,9,$$

$$\text{Pt-Antikathode: } J_{80^\circ}/J_{120^\circ}: 1,07 - 1,28.$$

Loebe<sup>3)</sup> hat schließlich mit ganz analogen Ergebnissen die Intensitäts- und Härteverteilung von Röntgenstrahlen untersucht, die von einer Graphitantikathode ausgehen.

## § 2. Beobachtung der Strahlungsverteilung durch die Standardmethode.

Die Standardmethode der Intensitätsmessung ist sehr geeignet zur Beobachtung der Strahlungsverteilung. Sie ist in keiner der vorgenannten Arbeiten verwendet worden, wo teilweise recht schwierige Methoden der Analyse dienten. Auf Grund der Standardmessung unter verschiedenen Azimuten offenbarte sich die Dissymmetrie in auffälliger Weise, wie ich

1) W. Friedrich, Ann. d. Phys. **39**, p. 394. 1912.

2) H. Kirschbaum, Ann. d. Phys. **46**, p. 85. 1915.

3) W. Loebe, Ann. d. Phys. **44**, p. 1033. 1914.

denn auch zufällig auf sie geführt wurde. Fig. 8 illustriert die Beobachtungsweise.

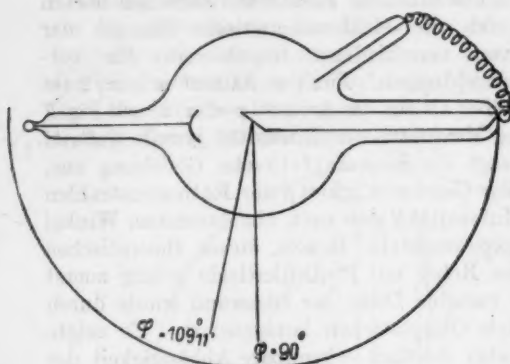


Fig. 8.

Im dem Elektroskop hinter dem Versuchsrohr wurde die Strahlung in der Richtung normal zur Flugbahn der Elektronen gemessen, also unter einem Azimut  $\varphi = 90^\circ$ , in dem Elektroskope hinter dem Standardrohr unter einem Azimut  $\varphi = 109^\circ 11'$ . Die Inkonzanz der Quotienten aus den Rückgängen deutete auf eine dissymmetrische Verteilung der Strahlungsintensität, welche eng mit der Röhrenspannung zusammenhing. So zeigte es sich zum Anfang jeder Messung, daß die ersten Quotienten  $c$  der Rückgänge in beiden Elektroskopen erst von einer mittleren Elektrodenspannung an konstant waren. Im anfänglichen weichen Röhrenzustande waren sie stets klein und nahmen dann rasch zu bis zu ihrem Normalwerte. Tab. 9 enthält das Beispiel einer solchen Meßreihe. (Vgl. auch Tab. 2, p. 298.)

Tabelle 9.

Rückgang in den beiden Elektroskopen		$J_{90^\circ}/J_{109^\circ 11'}$
$\varphi = 90^\circ$	$\varphi = 109^\circ 11'$	
195 Sek.	149,8 Sek.	1,90
121 "	73 "	1,65
96 "	55,5 "	1,73
82 "	46,8 "	1,75
70,8 "	39,5 "	1,75
62,4 "	36 "	1,73
57 "	32 "	1,78
48,5 "	27 "	1,79

Danach blieb von einem mittleren Härtegrade an die relative Strahlenverteilung über ein sehr weites Bereich konstant. Diese Beobachtung wird bestätigt durch die ganz analoge Erfahrung Kirschbaums<sup>1)</sup>, daß für Elektrodenspannungen kleiner als 25000 Volt der Absorptionsindex nur wenig mit dem Azimut veränderlich ist und für größere Elektrodenspannungen ein Unterschied überhaupt nicht mehr mit Sicherheit festzustellen ist. Die für den weichen Röhrenzustand charakteristischen zu kleinen Quotienten sind im Einklang mit der dissymmetrischen Intensitätsverteilung folgendermaßen zu erklären: Bei einer weichen Röhre dominiert die gerichtete Bremsstrahlung über die ungerichtete Platinfluoreszenzstrahlung. In diesem Zustand ist die Intensität für das kleinere Azimut  $90^\circ$  größer als für das größere Azimut  $109^\circ 11'$ . Mit wachsender Röhrenspannung wird nun der Anteil an ungerichteter Röntgenstrahlung größer und verdeckt immer mehr die wenig intensive gerichtete Bremsstrahlung. Infolgedessen werden die Störungen der dissymmetrisch verteilten Strahlung immer schwächer, und die Intensitäten unter dem Winkel  $109^\circ 11'$  nehmen rascher zu als unter dem Winkel  $90^\circ$ . Die Quotienten  $c$  aus den Rückgängen für die beiderlei Emissionsrichtungen werden also notwendig größer.

### § 3. Abhängigkeit der Strahlungsverteilung von der primären Belastung.

Es wurden Meßreihen aufgenommen, die zeigen sollten, wie die Strahlungsverteilung sich ändert, wenn die primäre Belastung und damit die Röhrenspannung sich ändern. Tab. 10 enthält die Versuchsergebnisse einer solchen Beobachtung. Es wurde die Stromstärke langsam gesteigert, während die Röhre brannte. Die Kolonnen I und II enthalten die unter verschiedenen Azimuten beobachteten Intensitäten ausgedrückt in Entladungszeiten, die V. Kolonne enthält die Quotienten  $J_{90^\circ}/J_{109^\circ 11'}$ .

Trägt man die gemittelten Quotienten in ein rechtwinkliges Koordinatensystem gegen die zugehörigen Belastungen ein, so stellt sich eine lineare Abhängigkeit heraus, wenigstens innerhalb des untersuchten Härtebereiches, wie

1) H. Kirschbaum, l. c.

Tabelle 10.

$J_{109^{\circ} 11'}$	$J_{90^{\circ}}$	Sekundärer Strom	Primärer Strom	$J_{90^{\circ}}/J_{109^{\circ} 11'}$	Mittelwert $c$
65,8 Sek.	31,5 Sek.	1,85 M.A.	2,20 A.	2,21	1,517
43,2 „	66,8 „	1,6 „	2,21 „		
35 „	53,8 „	1,5 „	2,22 „		
19,7 Sek.	32,1 Sek.	2,0 M.A.	2,48 A.	2,485	1,627
19 „	31,55 „	1,95 „	2,49 „		
16,3 „	26 „	1,85 „	2,48 „		
11,2 Sek.	18,75 Sek.	2,3 M.A.	2,72 A.	2,72	1,725
10,8 „	19,2 „	2,2 „	—		
10,5 „	18,1 „	2,15 „	2,72 „		
8,8 Sek.	15,7 Sek.	2,3 M.A.	2,77 A.	2,78	1,735
8,7 „	14,55 „	2,25 „	2,78 „		
8 „	14 „	—	2,78 „		
6 Sek.	11,75 Sek.	2,6 M.A.	2,94 A.	2,93	1,792
6 „	10,55 „	—	—		
6 „	10,8 „	—	—		
6 „	10,6 „	—	—		
5,8 „	10,7 „	—	2,92 „		
				10,675:6=1,779	
				10,7:5,8=1,845	

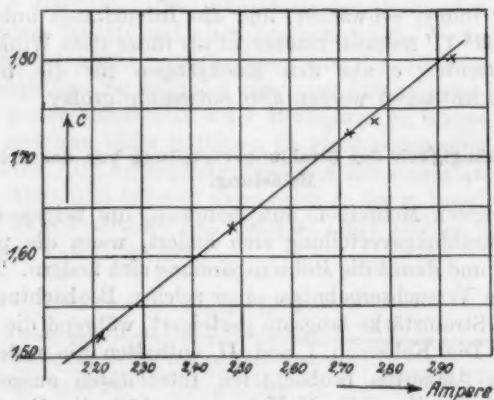


Fig. 9.

Fig. 9 zeigt. Mit steigender Stromstärke nehmen die Quotienten stetig zu. Sie werden um so mehr der Ausdruck einer symmetrisch verteilten Strahlung, je größer ihr Anteil an ungerichteter Fluoreszenzstrahlung und je schwächer ihr Anteil an gerichteter Bremsstrahlung wird. So ist es verständlich, daß ihre Änderung der Elektronengeschwindigkeit, also der primären Belastung direkt proportional ist.

## § 4. Der Härtecharakter der Bremsstrahlung.

Es wurden wieder in beiden Elektroskopen unter den verschiedenen Azimuten die Entladungszeiten über den gleichen Potentialabfall beobachtet und die Strahlung nacheinander durch verschiedene Filterdicken filtrierte. Die primäre Belastung wurde konstant gehalten. War die Röhre zu hart geworden, so wurde während der Messung regeneriert. Besondere Beobachtungen ließen erkennen, daß ein Regenerieren der Röhre die Strahlungsverteilung nicht beeinflusste, daß diese nur insofern von der Regenerierung abhing, als mit ihr der Härtegrad der Röhre sich änderte. Um gute Relativwerte zu erzielen, wurde die Röhre immer bis zur gleichen Härte regeneriert, wofür die sekundäre Stromstärke das Kriterium gab. Lag eine dissymmetrische Strahlungsverteilung nach Härte und Intensität vor, so mußte sich bei variabler Filterschicht ein Gang der Quotienten  $J_{90^\circ}/J_{109^\circ 11'}$  zeigen. Tab. 11 bestätigt diese Erwartung:

Tabelle 11.

Entladungszeiten in Sek.		Sek. Strom	$J_{90^\circ}/J_{109^\circ 11'}$	Mittel- wert	Aluminium- filterdicke in mm
$J_{109^\circ 11'}$	$J_{90^\circ}$				
14	21,2	2,5 M.A.	1,514	1,563	0 mm
13	19,6	—	1,507		
12,8	20,1	—	1,570		
12,5	19,4	—	1,552		
12,2	19,8	—	1,623		
11,8	19,0	—	1,610		
18,3	36,8	2,5 M.A.	2,011	2,023	1 mm
18,2	36,4	—	2,000		
16,7	32,6	—	1,952		
16	33,4	—	2,087		
15,4	31,8	2,4 „	2,065		
21	43,2	2,5 M.A.	2,057	2,057	2 mm
19,2	39,8	—	2,073		
17,2	36,10	2,42 „	2,098		
30	57,7	2,48 M.A.	1,930	2,131	3 mm
24,8	54,9	—	2,213		
23	49,1	—	2,135		
21	47,2	2,35 „	2,247		
36,2	77,3	2,45 M.A.	2,135	2,156	4 mm
32	69,3	—	2,166		
29	62,85	2,25 „	2,167		



Tabelle 11. (Fortsetzung.)

Entladungszeiten in Sek.		Sek. Strom	$J_{90^\circ}/J_{109^\circ 11'}$	Mittel- wert	Aluminium- filterdicke in mm
$J_{109^\circ 11'}$	$J_{90^\circ}$				
48,2	103	2,45 M.A.	2,137	2,164	5 mm
41,4	90,8	—	2,194		
39	84,3	2,20 „	2,162		
60,3	133	2,45 M.A.	2,205	2,167	6 mm
53,2	112	—	2,105		
47,9	105	2,20 „	2,192		

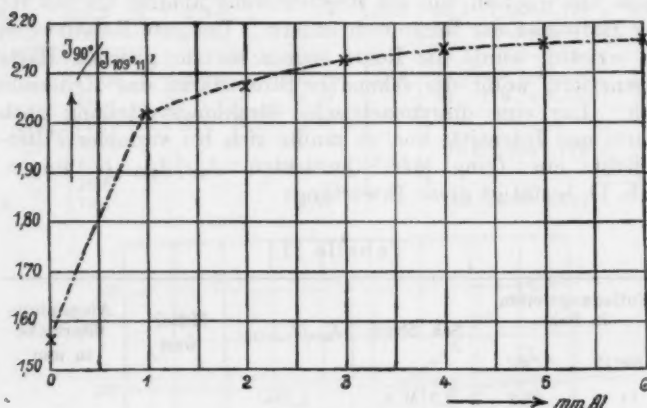


Fig. 10.

Die Zusammenstellung der Beobachtungen zeigt, daß mit wachsender Filterdicke die Quotienten  $J_{90^\circ}/J_{109^\circ 11'}$  stetig zunehmen. Durch die Aluminiumschicht wird die weiche, unsymmetrisch verteilte Bremsstrahlung in höherem Grade absorbiert wie die harte Fluoreszenzstrahlung. Dabei wird unter dem größeren Azimute quantitativ mehr Strahlung absorbiert wie unter dem kleineren Azimute, weil dort die Strahlung langwelliger ist. Infolgedessen nehmen die Intensitäten unter  $90^\circ$  langsamer zu als unter  $109^\circ 11'$ , die Quotienten  $J_{90^\circ}/J_{109^\circ 11'}$ , gemessen in Entladungszeiten, werden also größer. Trägt man nun die Quotienten gegen die Filterdicken auf, so erhält man die vorstehende Kurve (Fig. 10). Sie läßt erkennen, daß die unfilterte Strahlung sehr starke Dissym-



metrie aufweist gegenüber der filtrierte Strahlung. Aber schon 1 mm Al ist imstande, diese stark unsymmetrisch verteilte Strahlung zu absorbieren. Die Bremsstrahlung stellt demnach eine weiche, langwellige Komponente des Strahlungskomplexes dar. Von 1 mm Filterschicht ab ist nur noch ein schwacher Gang der Quotienten zu erkennen. Die Gleichmäßigkeit der Strahlungsverteilung ist also jetzt schon nahezu erreicht. Eine Absorptionsschicht von 1 mm Dicke reicht also aus, die Bremsstrahlung praktisch gänzlich von der Fluoreszenzstrahlung des Antikathodenmaterials zu trennen.

#### Fünfter Teil.

##### Über die Abhängigkeit der Strahlenhärte von der primären (sekundären) Belastung.

Bezüglich einer Abhängigkeit zwischen Härte und Stromstärke sind die Meinungen der Röntgenologen noch immer geteilt. Kröncke<sup>1)</sup> kommt in seiner „Messung der Intensität und Härte der Röntgenstrahlen“ zu dem Urteil, daß die Härte der Röntgenstrahlen völlig unabhängig vom Strom ist. Demgegenüber beobachtet Dessauer<sup>2)</sup>, daß „mit wachsender Stromdichte an der Kathode der Anteil an härteren X-Strahlen sich steigert“. Krönckes Definition ist insofern unzureichend, als mit der Änderung der Belastung sich auch stets der Verlauf der Spannung an der Röhre ändert. Klingelfuß<sup>3)</sup> hat die Frage experimentell dahin entschieden, daß tatsächlich eine Abhängigkeit zwischen Härte und Belastung besteht. Untersucht wurden 15 Röhren verschiedenen Härtegrades mit stets gleichem Ergebnis. Die Härtegrade wurden mittels eines der üblichen technischen Härtemesser bestimmt. Viel empfindlicher ist nun die Härtemessung auf ionometrischem Wege. So ließ sich die Abhängigkeit zwischen Härte und Belastung mittels der beschriebenen Apparatur leicht verfolgen. Die Methode war sehr fein, Schwankungen von Zehntel-, ja Hundertstel-Ampere im primären Stromkreise beeinflussten die Entladungszeiten. Es wurden Ionisationsmessungen ausgeführt,

1) H. Kröncke, Dissertation, Göttingen 1913.

2) F. Dessauer, Physik. Zeitschr. 15, p. 729. 1914.

3) F. W. Klingelfuß, Verhandl. der deutschen Röntgen-Ges. 5, p. 62. 1909.

während die Stromstärken langsam gesteigert wurden. In Tab. 12 sind die Ergebnisse einer solchen Beobachtungsreihe zusammengestellt. Die Entladungszeiten beziehen sich auf das Azimut  $\varphi = 90^\circ$ .

Tabelle 12.

Entladungszeiten	Sek. Strom	Prim. Strom
96 Sek.	2,0—1,9 M.A.	2,255 A.
56 „	2,1—2,05 „	2,360 „
50 „	2,05 M.A.	2,385 „
36 „	2,12 „	2,440 „
31 „	2,18 „	2,480 „
26,3 „	2,27 „	2,530 „
22,6 „	2,3 „	2,600 „
19 „	2,45 „	2,670 „
16,8 „	2,55 „	2,740 „
14,4 „	2,75 „	2,840 „
11,5 „	3,00 „	2,970 „

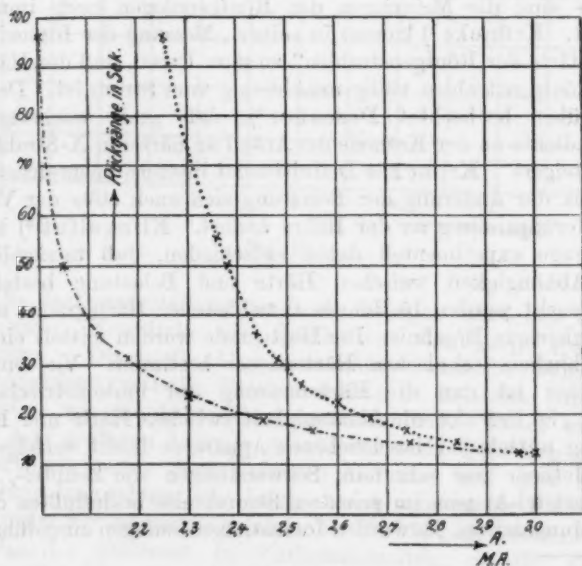


Fig. 11.

Die graphische Darstellung des Zusammenhanges zwischen Härte und Belastung (Fig. 11) zeigt, daß die Härte nicht in

gerader Linie mit der Stromintensität wächst, sondern mit zunehmender Intensität hinter derselben zurückbleibt. Die Kurven von Klingelfuß zeigen einen analogen Verlauf.

Der graphische Zusammenhang zwischen sekundärer Belastung und Strahlenhärte zeigt im ganzen das gleiche Bild (untere Kurve). Das ist der Ausdruck dafür, daß die sekundäre Energie ziemlich angenähert proportional ist der primären Energie im Falle des benutzten Induktoriums, eine Beobachtung, die natürlich von Betrieb zu Betrieb veränderlich ist.

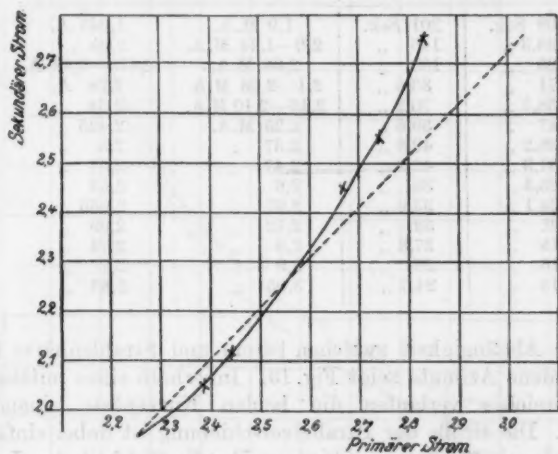


Fig. 12.

Natürlich war es ein Vorzug des Induktoriums, wenn möglichst viel der in den Primärstrom gesteckten Energie im Sekundärkreise zur Wirkung kam.

Der Wirkungsgrad des Induktoriums läßt sich noch besser beurteilen aus der graphischen Beziehung zwischen entsprechenden Stromintensitäten im primären und sekundären Stromkreise (Fig. 12). Die Abweichung der Kurve von der 45°-Geraden gibt direkt ein Maß der Energieverluste bei der Transformation. Danach stellt sich der Sekundärverlust für höhere Spannungen als größer heraus als für niedrigere Spannungen (wahrscheinlich zurückzuführen auf Nebentladungen durch Sprühen der Zuführungsleitungen).

Nun wurde die analoge Messung angestellt, indem in beiden Elektroskopen gleichzeitig die Rückgänge über den gleichen Spannungsabfall bei veränderlichem Strome beobachtet wurden. Die Strahlung kam unfiltriert zur Wirkung. Die Ergebnisse sind in Tab. 13 vereinigt.

Tabelle 13.

Entladungszeiten		Sekund. Strom	Prim. Strom
$\varphi = 109^\circ 11'$	$\varphi = 90^\circ$		
209 Sek.	201 Sek.	1,9 M.A.	1,945 A.
138,3 „	145 „	2,0—1,94 M.A.	2,06 „
93 „	103 „	2,04 M.A.	2,175—2,18 A.
71 „	83,5 „	2,1—2,06 M.A.	2,28 A.
58,3 „	70,2 „	2,15—2,10 M.A.	2,34 „
47 „	59,5 „	2,25 M.A.	2,435 „
38,2 „	49,8 „	2,37 „	2,5 „
31,3 „	42,8 „	2,47 „	2,57 „
25,5 „	38 „	2,6 „	2,63 „
24,1 „	33,9 „	2,67 „	2,655 „
21 „	32 „	2,72 „	2,69 „
18 „	27,8 „	2,8 „	2,74 „
16 „	26 „	2,9 „	2,77 „
15 „	24,7 „	3,05 „	2,83 „

Die Abhängigkeit zwischen Strom und Strahlenhärte für verschiedene Azimute zeigt Fig. 13. Innerhalb eines mittleren Härtebereiches verlaufen die beiden Kurvenäste einander parallel. Die Größe der Parallelverschiebung ist dabei einfach der Ausdruck für die verschiedene Empfindlichkeit der Leitfähigkeitssysteme. In diesem mittleren Härtebereich verlaufen die Kurven stetig, während sie im weichen Röhrenzustande einen leisen Knick aufweisen. Diese Erscheinung beruht wieder auf der Wirkung der Impulsstrahlung. Ihr zufolge ist die Intensität und Härte unter dem kleineren Azimute größer, so daß die höhere Empfindlichkeit des Elektroskops  $E_{II}$  in dem weichen Zustande nicht nur scheinbar vermindert wird, sondern sogar kleiner wird als die des Elektroskops  $E_I$ . Charakteristisch ist weiter beiden Kurven, welche den funktionellen Zusammenhang zwischen Stromintensität und Härte graphisch darstellen, das flache Ausklingen. Die Röhre strebt offenbar einem Grenzwert der Strahlungshärte zu, der nun weiter nicht mehr abhängig ist von der Belastung. In diesem

Zustand müßte der Strahlencharakter konstant bleiben. Es gibt demnach für die Röhre gewissermaßen eine *Normalbelastung*, die eine Art Gleichgewichtszustand bedingt. Geht man von der Voraussetzung aus, daß im gewöhnlichen Röntgenrohr die Elektronen und Ionen auf dem Wege der Stoßionisation erzeugt werden, so muß man annehmen, daß im Falle

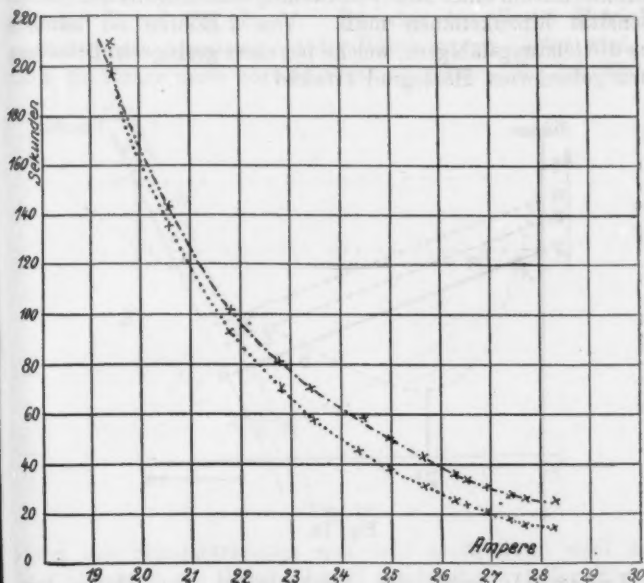


Fig. 13.

der Röhrenkonstanz gleich viel Ionen und Elektronen durch Stoß erzeugt werden, als neutrale Molekeln durch Molisierung gewonnen werden. Wenn aber Ionenstoß und Molisierung gleichmäßig wechselweise erfolgen, dann ist die freie Weglänge der Ionen und Elektronen konstant. Es ist nicht unwahrscheinlich, daß gerade diese freie Weglänge der Elektronen auf ihrer Flugbahn von der Kathode zur Anode mit ausschlaggebend ist für die Strahlenqualität. Äußerlich ist dieser Zustand der Normalbelastung an dem ruhigen Brennen der Röhre zu erkennen. Bei Unterbelastung flackert sie stets.

Das Röhreninnere bietet dann offenbar einen so hohen Widerstand, daß teilweise ein Ausgleich längs der Glaskugel erfolgt. Steigert man nun die Elektrodenspannung, dann erfolgt die Entladung durch das Röhreninnere leichter vermöge der erhöhten Energiezufuhr.

Aus diesen Beobachtungen geht hervor, daß zur Härtecharakterisation einer Röhre notwendig eine Angabe der Stromintensität hinzukommen muß. Von 2 Röhren ist nämlich jene die leistungsfähigere, welche bei einer geringeren Belastung einen geforderten Härtegrad erreicht.

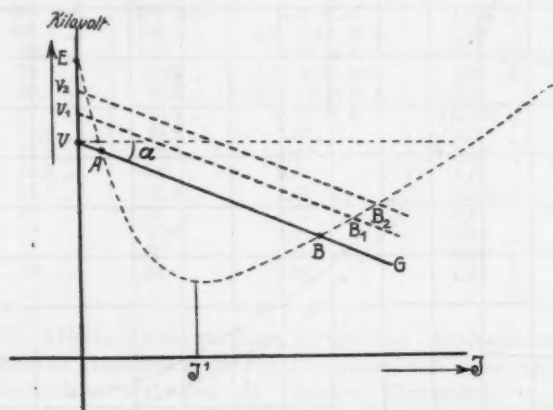


Fig. 14.

Ludewig<sup>1)</sup> leitet die Abhängigkeit der Härte vom Sekundärstrom aus der Charakteristik der Röntgenröhre ab. Diese Darstellungsweise des Betriebes einer Röntgenröhre wurde mit Erfolg von Kröncke<sup>2)</sup> eingeführt. Fig. 14 zeigt das Schema einer dynamischen Charakteristik einer Röntgenröhre.

Danach fällt die Charakteristik der Röhre bis zu einem gewissen Werte der sekundären Stromstärke  $J^1$ , um dann allmählich wieder zu steigen.  $E$  ist nach Kröncke die Zündspannung der Röhre. Man zieht im Abstände  $V$  der herr-

1) P. Ludewig, Physik. Zeitschr. 16. p. 445. 1915.

2) H. Kröncke, l. c.

schen Röhrenspannung die Parallele zur X-Achse und die Gerade  $G$  so, daß  $\operatorname{tg} \alpha = R$  der Widerstand im Sekundärstromkreise ist. Dann ist nur im Punkte  $B$  ein stabiler Betriebszustand möglich, wie Kaufmann<sup>1)</sup> in seiner Lehre von den Charakteristiken bewiesen hat. Erhöht sich infolge der gesteigerten primären Belastung die Spannung auf  $V_1, V_2 \dots$ , dann rückt bei gleichbleibendem Widerstand der Betriebszustand  $B$  auf  $B_1, B_2 \dots$ . Da aber bei diesen Betriebszuständen die Spannung an der Röhre immer härter wird, so muß die Röhre auch härtere Strahlen geben. Ist der Wider-

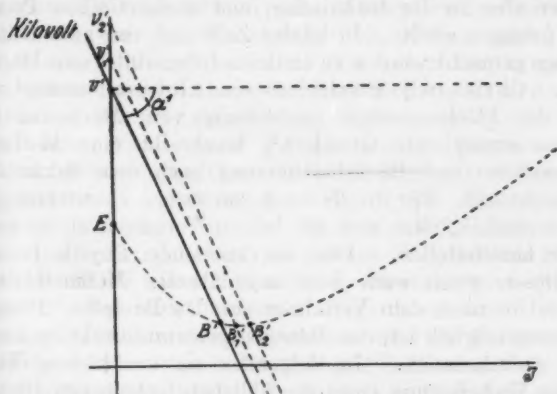


Fig. 15.

stand des Sekundärkreises nun sehr groß, dann wird auch  $\operatorname{tg} \alpha'$  sehr groß, die Gerade  $G$  wird entsprechend steiler (Fig. 15). Es kann dann der Fall eintreten, daß den Röhrenspannungen  $V', V_1', V_2' \dots$  solche Betriebszustände  $B', B_1', B_2' \dots$  entsprechen, für welche die Spannungen und damit die Härte der Röhre praktisch ungeändert bleibt.

#### Anhang.

##### I. Über ein Röntgenqualimeter.

In der neueren Literatur der Röntgentechnik wird immer wieder auf die zahlreichen Mängel der technischen Härtemesser hingewiesen. Die Ausstellungen beziehen sich in der Hauptsache auf Eigenfehler der Apparate. Als solche sind

1) W. Kaufmann, Ann. d. Phys. 2, p. 158. 1900.

anzuführen die selektive Absorption des Silbers, welches in der Regel als Normal der Absorptionsmessung benutzt wird, und die Beobachtungsfehler, die sowohl der subjektiven Härtebestimmung aus der Leuchterregung eines Fluoreszenzschirmes, als auch der photographischen Fixierung entstammen. Der Hauptnachteil sämtlicher Härtemeßverfahren dürfte aber darin begründet sein, daß alle Methoden nur eine *durchschnittliche* Härte bestimmen, die nicht einmal genau der quantitativen Zusammensetzung der komplexen Strahlung entspricht. Infolgedessen besitzen die üblichen Härtemesser nur orientierenden Wert, der aber in der technischen und medizinischen Praxis zumeist genügen dürfte. In letzter Zeit sind von zwei Seiten Vorschläge gemacht worden zu exakten Intensitäts- und Härtemessern. Christen<sup>1)</sup> konstruiert ein „Integraliontometer“, welches die Flächenenergie unabhängig vom Härtegrad zu bestimmen ermöglicht, Glocker<sup>2)</sup> beschreibt eine Methode zur Intensitäts- und Härtebestimmung nach dem Sekundärstrahlungsprinzip. Für die Technik, wo rasche Bestimmungen am Platze sind, dürften sich die beiden Verfahren als zu umständlich herausstellen. Und die messende Physik bedarf keiner dieser, wenn auch best angenäherten Meßmethoden, seitdem es ihr nach dem Verfahren von De Broglie, Bragg und anderen möglich ist, das Röntgenspektrum direkt spektroskopisch aufzunehmen. Im folgenden sei ein kleiner Vorschlag zur Verbesserung eines der üblichen technischen Härtemesser für die Praxis gemacht. Bei etwa in Frage kommenden Verbesserungen handelt es sich zunächst darum, den überlieferten Qualimetern gewisse Eigenfehler zu nehmen. Dieser Forderung scheint der nun zu beschreibende Meßapparat einigermaßen zu entsprechen. Benutzt wird die ionisierende Wirkung der Strahlen, welche die besten qualitativen und quantitativen Messungen liefert. Die Meßmethode selbst beruht auf der Erfahrung, daß die durch X-Strahlen hervorgerufene Ionisation der absorbierten Strahlung proportional ist und somit direkt ein Maß für die auffallende Intensität gibt. Zwischen Intensität und Härte der Strahlung besteht aber ein funktioneller Zusammenhang, welcher seinen Ausdruck

1) Th. Christen, Physik. Zeitschr. 16. p. 362. 1915.

2) R. Glocker, Fortschr. auf dem Gebiete der Röntgenstrahlen 24. p. 21. 1916.



findet in der Absorption nach der  $e$ -Funktion

$$J_x = J_0 \cdot e^{-\mu x}.$$

Die Gleichung besagt, daß die Strahlungsintensität in der Tiefe  $x$ ,  $J_x$ , proportional ist der auffallenden Intensität oder der Intensität in der Tiefe Null,  $J_0$ , und einem Faktor  $e^{-\mu x}$ , wo  $x$  die Länge des Strahlenweges darstellt, gemessen in Zentimetern, und  $\mu$  eine Materialkonstante ist, der mittlere Absorptionskoeffizient. Die Exponenten  $\mu$  und  $x$  können beide als Härtekriterien dienen, denn die jeweilig gemessene Strahlungsintensität ist sowohl dem Absorptionskoeffizienten als auch dem von den Strahlen in dem Körper zurückgelegten Wege umgekehrt proportional. Christen hat zuerst neben dem gebräuchlichen Absorptionskoeffizienten das in der mathematischen Formel gleichwertig auftretende Symbol  $x$ , die Eindringungstiefe, unter entsprechender Formulierung als Härtekriterium eingeführt. In bester Analogie zu dem in der Radioaktivität gebräuchlichen Begriff der Halbwertszeit bezeichnet Christen für ein Material als „Halbwertschicht“ diejenige Eindringungstiefe, in welcher die einfallende Strahlung auf die Hälfte ihrer Intensität geschwächt wird (vgl. oben p. 317). Auf ionometrischem Wege lassen sich beide Meßeinheiten, der Absorptionskoeffizient und die Halbwertschicht, indirekt durch Intensitätsmessungen bestimmen, wie die Exponentialfunktion lehrt. Es handelt sich einfach darum, in einem Prüfkörper den Absorptionskoeffizienten oder die Halbwertschicht der Strahlung festzustellen. Von jeher wird Aluminium als geeignetstes Normal der Absorption benutzt. Der Meßapparat selbst ist einfach. Man benutzt ein Elektroskop mit Bleigehäuse, um durch ein enges Diaphragma in der Stirnwand ein schmales Strahlenbündel auf das Leitfähigkeitssystem wirken zu lassen. Vor dieser Öffnung verschiebt man eine Aluminiumtreppe, die entsprechend fein abgestuft ist. Nun ist es leicht, die beobachteten Rückgänge in Halbwertschichten von Aluminium auszudrücken. Angenommen, man beobachtet bei unfiltriertem Strahlengange einen Rückgang des Blättchens in  $a$ -Sekunden, dann schiebt man die Aluminiumtreppe vor und vergrößert die dazwischen geschaltete Absorptionsschicht so lange, bis der Rückgang in  $2 a$ -Sekunden erfolgt. Dann gehört zum Rückgange von

$\alpha$ -Sekunden eine Halbwertschicht von so und so viel Millimeter Aluminium. Ermittelt man auf diese Weise eine Reihe von Halbwertschichten zu entsprechenden Rückgängen und trägt die Halbwertschichten etwa als Abszissen, die Rückgänge als Ordinaten auf, dann hat man zu seinem Elektroskope eine zuverlässige *Härteeichkurve* aufgenommen. Man braucht nur zu jedem beobachteten Rückgang den betreffenden Abszissenwert aufzusuchen und ermittelt so die Halbwertschicht der betreffenden Strahlung. Statt die Härte in den alten willkürlichen Graden nach Benoist und Wehnelt anzugeben, bestimmt man sie in Halbwertschichten in Aluminium. Willkürlich bleibt allein der Abstand zwischen Röhre und Elektroskop, über den man sich ein für allemal einigen müßte. Die Dimensionen des Elektroskops, seine Empfindlichkeit, Größe der Blende usw. kommen in der Gestalt der Eichkurve wohl zum Ausdruck, für die Ablesung selbst aber sind sie gleichgültig und können deshalb beliebig gewählt werden. Es ist zweckmäßiger, die Härte einer Strahlung in Halbwertschichten anzugeben anstatt durch den Absorptionskoeffizienten, weil sich einer Strahlung keineswegs immer ein wahrer Absorptionskoeffizient, wohl aber immer eine Halbwertschicht zuschreiben läßt.

## II. Die verschiedenen Ursprungsmöglichkeiten des komplexen Röntgenlichtes.

Treffen die Elektronen auf ihrer Flugbahn von der Kathode zur Anode in bestimmter Weise mit den Atomen der Antikathode zusammen, so entsteht eine erzwungene Ausstrahlung, die Brems- oder Impulsstrahlung. Sie besitzt ein kontinuierliches Spektrum, welches nach Sommerfeld<sup>1)</sup> die Fouriersche Zerlegung der Impulsstrahlung darstellt. Bewirken dagegen die aufrallenden Korpuskeln die Ausstoßung korrespondierender Elektronen in verschiedenen Atomen, so entsteht die Emission eines langen Wellenzuges mit den Spektrallinien der *K*- oder *L*-Serie. Diese charakteristische Strahlung des Antikathodenmaterials ist nahezu homogen. Die gegenseitige Intensitätsverteilung zwischen Bremsstrahlung und Fluoreszenzstrahlung richtet sich nach der Röhrenspannung. Nun ist die spektrale Zusammensetzung des Röntgenlichtes aber mehr-

1) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. 46. p. 721. 1915.

deutiger, als sich aus diesen einfachen theoretischen Betrachtungen folgern läßt. Man muß deshalb nach weiteren Ursächlichkeiten suchen, um die Heterogenität der Strahlung genügend zu erklären. Da haben zunächst neuere Beobachtungen der letzten Jahre gezeigt, daß das Spektrum des Röntgenlichtes in viel höherem Maße von dem sekundären Spannungsverlaufe als von der eigentlichen Röhrenspannung abhängt. Dessauer<sup>1)</sup> beobachtete, daß der hochgespannte Strom sich in Gestalt von *Partialentladungen* variabler Spannung durch die Röhre entlädt. Es gelang demselben Verfasser, auf photographischem Wege deutliche Unterschiede in der Härte dieser Partialentladungen festzustellen. — Wehnelt<sup>2)</sup>, der mittels einer Braunschen Röhre den Spannungsverlauf an Röntgenröhren aufnahm, zeigte, daß bei einer weichen Röhre weniger Partialentladungen während einer Phase durch das Rohr gehen als bei harten Röhren. Damit stimmt die Erfahrung überein, daß man aus einem harten Rohre eine weniger komplexe Strahlung erhält wie aus einem weichen Rohre. Déguisne<sup>3)</sup> erhielt die analogen stoßartigen Entladungen mit dem Oszillographen. Sie waren auch hier am deutlichsten ausgeprägt für harte Röhren und längere Funkenstrecken. Weiter sind von wahrscheinlichem Einfluß auf die spektrale Zusammensetzung des Röntgenlichtes die verschiedenen Einwirkungen und Ablenkungen, die der Kathodenstrahl auf seiner Bahn erfährt. Indem die Gesamtheit der Elektronen in einem kegelförmig auslaufenden Bündel von der hohlspiegelförmigen Kathode ausgeht, unterliegen die einzelnen Korpuskeln der gegenseitigen Kraft der statischen Abstoßung. Diese ist am stärksten für die randläufigen Elektronen des Kegelmantels — sie ist allein Null für die in der Kegelahse fliegenden Korpuskeln. Infolgedessen erfahren die äußeren Elektronen Geschwindigkeitsverluste und verursachen eine langwelligere Impulsstrahlung als die axial verlaufenden, deren lebendige Kraft voll erhalten ist. Ferner hängt der Härtecharakter der Bremsstrahlung von der Länge des Bremsweges ab. Oberflächliche, durch einmaligen Atomprozeß vollzogene Elektronenbremsung verursacht eine härtere Strahlung, als wenn die Korpuskeln

1) F. Dessauer, Physik. Zeitschr. 13. p. 1101. 1912; 14. p. 246. 1913.

2) A. Wehnelt, Ann. d. Phys. 47. p. 1112. 1915.

3) C. Déguisne, Physik. Zeitschr. 17. p. 106. 1916.

erst nach mehr oder minder langem Zickzackweg zwischen den Atomen der Antikathode zur Ruhe kommen. Dazu kommen höchstwahrscheinlich oszillatorische Potentialschwankungen des Sekundärkreises. Die primäre Stromleitung des Induktors stellt nämlich ein schwingungsfähiges System dar, denn sie besitzt Selbstinduktion (die primäre Wickelung) und Kapazität (den Kondensator). Mit dem Primärstrom ist der Sekundärstrom induktiv gekoppelt. Je nachdem nun die primäre Stromunterbrechung erfolgt, wird ein mehr oder weniger stark gedämpfter Zug von Schwingungen den Hochspannungsstrom überlagern und kann unter Umständen zu recht erheblichen Spannungsschwankungen Veranlassung geben. Schließlich ist je mit einer elektromagnetischen Strahlung zu rechnen, die durch die primären Röntgenstrahlen selbst sowohl als durch die sekundär ausgestoßenen Elektronen verursacht wird. Demnach ist die Heterogenität der Gesamtstrahlung durch die folgenden ursächlichen Vorgänge bedingt:

- I. Die Impulsstrahlung in Abhängigkeit von der herrschenden Spannung;
- II. die Entstehung von Partialentladungen;
- III. die statische Ablenkung des Kathodenstrahles auf seiner Bahn;
- IV. die verschiedene Länge des Bremsweges;
- V. die Entstehung sekundärer Röntgenstrahlen durch sekundär ausgestoßene Elektronen;
- VI. die Entstehung sekundärer Röntgenstrahlen durch die primären Wellenstrahlen.

### III. Ein kleiner Beitrag zu den Hochfrequenzspektren der radioaktiven Substanzen.

Rutherford<sup>1)</sup> hat die Hypothese aufgestellt, daß die  $\gamma$ -Strahlen Fluoreszenzröntgenstrahlen seien, welche durch die  $\beta$ -Strahlen (auch  $\alpha$ -Strahlen?) in den zerfallenden Atomen entwickelt werden. Zur Charakterisierung der  $\gamma$ -Strahlen steht bis jetzt nur ihre Absorption in Aluminium zur Verfügung. Wellenlängenbestimmungen durch Reflexion an Kristallflächen haben sich nur im Falle des RaC und RaB ausführen lassen. Immerhin dürfte das Absorptionsvermögen in Aluminium in

1) E. Rutherford, Phil. Mag. 24. p. 453. 1912.

mehreren Fällen entscheiden lassen, ob eine  $\gamma$ -Strahlung zu dieser oder jener Serie gehört. Rutherford<sup>1)</sup> hat seinerzeit die Vermutung ausgesprochen, daß die Werte zwischen  $\mu = 26$  und  $\mu = 45$  der  $L$ -Serie und die sehr durchdringende Strahlung mit den Werten  $\mu$  zwischen 0,115 und 0,198 der  $K$ -Serie angehören. Es wird im folgenden gezeigt werden, daß die hier ausgesprochene Gruppierung wohl für die  $L$ -, nicht aber für die  $K$ -Charakteristik gültig ist.

Zur Klassifikation der  $\gamma$ -Strahlen-Typen kann die folgende Gleichung dienen, welche eine sehr einfache Beziehung zwischen Frequenz und Absorption darstellt:

$$\mu = k \cdot \lambda^{\frac{1}{2}}, \text{ wo bedeuten}$$

$$\mu = \text{Absorptionskoeffizient in Aluminium in cm}^{-1},$$

$$\lambda = \text{durchschnittliche Wellenlänge,}$$

$$k = \text{const.} = 31 \cdot 10^{20}.$$

Diese Beziehung gilt für die charakteristischen X-Strahlungen von verschiedenen Ausstrahlern. Sie wurde neuerdings eingehend geprüft von W. H. Bragg und Pierce<sup>2)</sup>, indem sie den Wert von  $\mu$  für einzelne Spektrallinien von bestimmter Frequenz feststellten und fanden, daß die Beziehung sehr genau standhielt in dem von ihnen untersuchten Gebiete für Wellenlängen  $\lambda$  zwischen  $0,49 \cdot 10^{-8}$  cm und  $0,615 \cdot 10^{-8}$  cm.

Rutherford<sup>3)</sup> zeigte, daß die Gleichung auch gilt für die sehr viel kürzeren Wellenlängen der  $\gamma$ -Strahlen des RaC. Er berechnete z. B. zu dem Absorptionskoeffizienten  $\mu = 0,115$  für RaC eine Wellenlänge  $\lambda = 1,06 \cdot 10^{-9}$  cm, welche von Steinsalz unter einem Winkel von  $1^\circ 5'$  reflektiert werden mußte. Der experimentell bestimmte Winkel betrug genau  $1^\circ 0'$ . Da infolge des Krieges das oben von Bragg zitierte Buch mir nicht zugänglich war, wurde die Konstante  $k = 31 \cdot 10^{20}$  aus der  $K$ -Linie des Silbers berechnet, für welche  $\mu$  und  $\lambda$  bekannt sind.

Die Absorptionskoeffizienten der radioaktiven Substanzen in Aluminium sind in neuester Zeit durch eine Reihe sehr genauer Untersuchungen von Rutherford und seinen Schülern bestimmt worden. Die bezüglichen Ergebnisse sind in Tab. 14

1) E. Rutherford, Phil. Mag. 26. p. 943. 1913.

2) W. H. Bragg u. Pierce, X rays & Crystal Structure, p. 180.

3) E. Rutherford, Phil. Mag. 30. p. 339. 1915.

Tabelle 14.

Element	Atomgew.	Ord- nungs- zahl	Abs.-Koeff. $\mu \text{ cm}^{-1}$	Literaturangabe
Jo	230	90	0,41 22,5 1080	Chadwick u. Russell, Proc. Roy. Soc. (A) 88, p. 217. 1913.
UX <sub>1</sub>	234	90	24 0,70	Richardson, Phil. Mag. 27. p. 252. 1914
UX <sub>2</sub>	234	91	0,14	
Ra	226	88	351 (312) <sup>1)</sup> 16,2 0,27	Chadwick u. Russell, Phil. Mag. 27. p. 112. 1914 <sup>1)</sup> Hahn u. Meitner, Phys. Zeitschr. 10. p. 741. 1908
RaB	214	82	230 40 0,51	Phil. Mag. 25. p. 722. 1913.
RaC	214	83	0,115	
RaD	210	82	45 0,99	Phil. Mag. 26. p. 324. 1913.
MsTh <sub>2</sub>	228	89	26 0,116	
ThB	212	82	160 32 0,36	Rutherford u. Richardson  Phil. Mag. 26. p. 937. 1913.
ThD	208	81	0,006	
RdAc	(227)?	90	25 0,19	
AcB	(211)?	82	120 31 0,45	
AcD	207	81	0,198	
Po	210	84	580	Chadwick u. Russell, Phil. Mag. 27. p. 112. 1914

zusammengestellt. Für diese experimentell ermittelten Absorptionskoeffizienten  $\mu$  in Aluminium wurden auf Grund der Beziehung  $\mu = k \cdot \lambda^{-4}$  die durchschnittlichen Wellenlängen  $\lambda$  berechnet und in Tab. 15 eingetragen. In der 4. Kolonne sind daselbst die durchschnittlichen Wellenlängen der K-Serie angegeben, wie man sie durch Interpolation aus den Moseley'schen<sup>1)</sup> Hochfrequenzspektren erhält. Moseley zeigte nämlich, daß allgemein die Frequenz eines Elementes der K-Serie sehr

1) H. G. J. Moseley, Phil. Mag. 26. p. 1026. 1913; 27. p. 703. 1914

Tabelle 15.

Strahler	Abs.-Koeff. $\mu$ (cm <sup>-1</sup> )	$\lambda \cdot 10^4$ cm	$K_\alpha$ -Linie	$L_\alpha$ -Linie	$M_\alpha$ -Linie	Ord- nungs- zahl
Jo	0,41 22,5 1080	0,1772 0,8797 4,138	0,149	0,957	4,139	90
UX <sub>1</sub>	24 0,70	0,9027 0,2195	0,149	0,957	4,139	90
UX <sub>2</sub>	0,14	0,1153	0,146	0,935	4,015	91
Ra	351 16,2 0,27	2,640 0,771 0,150	0,156	1,010	4,377	88
RaB	230 40 0,51	2,222 1,107 0,193	0,180	1,175	5,303	82
RaC	0,115	0,1066	0,176	1,157	5,117	83
RaD	45 0,99	1,161 0,2522	0,180	1,175	5,303	82
MaTh <sub>2</sub>	26 0,116	0,9321 0,1070	0,153	0,980	4,251	89
ThB	160 32 0,36	1,928 1,013 0,168	0,180	1,175	5,303	82
ThD	0,096	0,099	0,185	1,209	5,479	81
RdAc	25 0,19	0,917 0,130	0,149	0,957	4,139	90
AcB	120 31 0,45	1,718 1,000 0,184	0,180	1,175	5,303	82
AcD	0,198	0,132	0,185	1,209	5,479	81
Po	580	3,227	0,172	1,109	4,960	84

nahe gegeben ist durch die Beziehung

$$\nu = \frac{3}{4} \nu_0 (N - 1)^2, \text{ wo bedeuten}$$

$\nu$  = Frequenz des betreffenden Elementes,

$\nu_0$  = Rydbergsche Fundamentalfrequenz,

$N$  = Atomnummer des Elementes, wenn die des Aluminiums zu 13 angenommen wird. Es liegen neuerdings zwei Arbeiten von Siegbahn und Friman<sup>1)</sup> vor, welche eine sehr genaue Aufnahme der Hochfrequenzspektren ( $L$ -Reihe) der Elemente Tantal bis Uran enthalten. Die Verfasser zeigen,

1) M. Siegbahn u. E. Friman, Ann. d. Phys. 49. p. 611; Physik. Zeitschr. 17. p. 17. 1916.



daß auch für diese Spektren eine Moseleysche Gleichung gilt

$$\sqrt{\nu} = a(N - N_0),$$

wo  $a$  und  $N_0$  Konstante sind. In Fig. 16 sind die Werte

$$\sqrt{1/\lambda} \cdot 10^{-4}$$

gegen die Ordnungszahlen  $N$  aufgetragen. Aus der sich ergebenden Geraden lassen sich die mittleren Werte  $\lambda$  für die nicht untersuchten Stoffe herleiten. Die Ergebnisse sind in der 5. Kolonne der Tab. 15 enthalten.

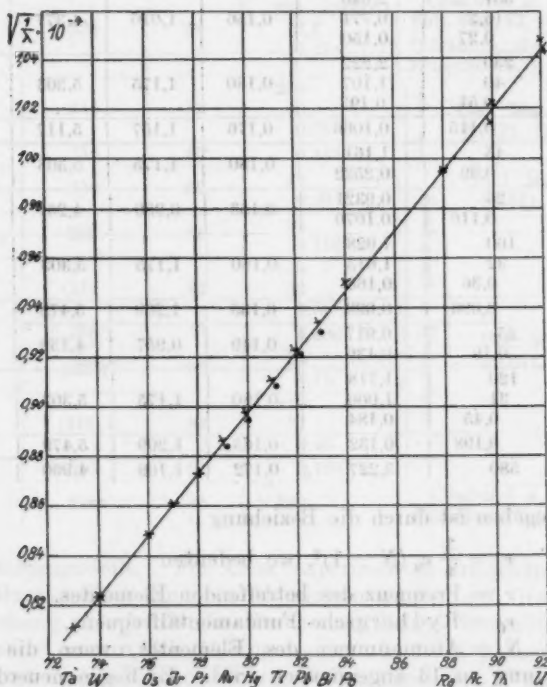


Fig. 16.

(Die Kreuze entsprechen der ersten, die Punkte der letzteren Arbeit.)

Die große Genauigkeit der Siegbahn'schen Aufnahmen geht daraus hervor, daß die Frequenzen der radioaktiven



Substanzen Po, Ra, Th, U (Kreuzchen oberhalb der Geraden), die einer anderen Arbeit<sup>1)</sup> entstammen, sich sehr gut auf der Geraden einreihen, welche für die Elemente Tantal bis Wismut gezeichnet wurde. In der 6. Kolonne sind schließlich die Durchschnittswellenlängen einer *M*-Serie eingetragen. Siegbahn<sup>2)</sup> ist es nämlich gelungen, eine weitere (*M*-) Reihe von

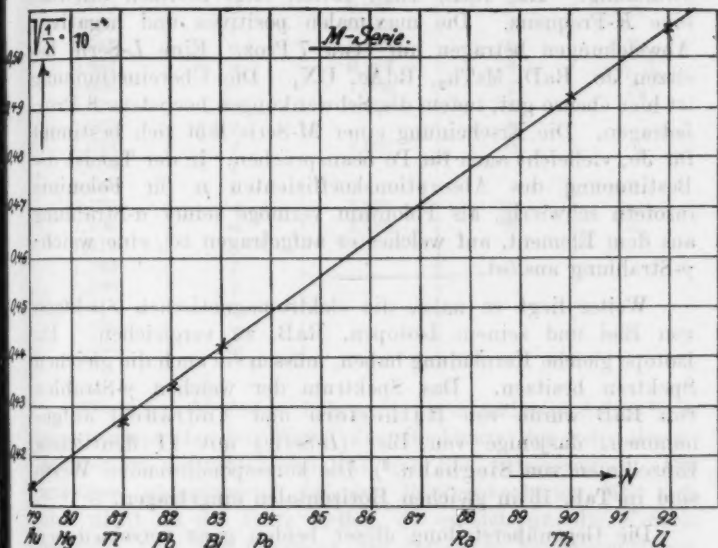


Fig. 17.

Hochfrequenzspektren aufzunehmen, zunächst nur für einige der schwersten Elemente. Wegen der großen Wellenlängen wurden die Spektrogramme in einem von dem Verfasser eigens gebauten Vakuumspektrographen erhalten. Auch hier erhält man eine streng lineare Beziehung zwischen  $\sqrt{\nu} \cdot 10^{-4}$  und der Ordnungszahl für relativ weit im System auseinanderstehende Elemente Gold und Uran. Aus der graphischen Darstellung (Fig. 17) wurden für die in Frage kommenden radioaktiven Substanzen die Werte der *M*<sub>a</sub>-Linien interpoliert.

1) M. Siegbahn u. E. Friman, Physik. Zeitschr. 17. p. 61. 1916.

2) M. Siegbahn, Verhandl. d. deutsch. phys. Ges. 18. p. 278. 1916.

## Diskussion.

Vergleicht man die aus der Gleichung berechneten Werte  $\lambda$  mit den aus den experimentellen Daten abgeleiteten Impulsbreiten, so ergibt sich in mehreren Fällen gute Übereinstimmung. Ra, RaB, ThB, RdAc, AcB besitzen offenbar eine K-Frequenz. Die maximalen positiven und negativen Abweichungen betragen nur etwa 7 Proz. Eine L-Serie besitzen Jo, RaD, MsTh<sub>2</sub>, RdAc, UX<sub>1</sub>. Die Übereinstimmung ist hier ebenso gut, indem die Schwankungen höchstens 8 Proz. betragen. Die Erscheinung einer M-Serie läßt sich bestimmt für Jo, vielleicht auch für Po beanspruchen. In der Tat ist die Bestimmung des Absorptionskoeffizienten  $\mu$  für Polonium insofern schwierig, als Polonium vermöge seiner  $\alpha$ -Strahlung aus dem Element, auf welches es aufgetragen ist, eine weiche  $\gamma$ -Strahlung auslöst.

Weiter liegt es nahe, die elektromagnetischen Spektren von Blei und seinem Isotopen, RaB, zu vergleichen. Da Isotope gleiche Kernladung haben, müssen sie auch die gleichen Spektren besitzen. Das Spektrum der weichen  $\gamma$ -Strahlen von RaB wurde von Rutherford und Andrade<sup>1)</sup> aufgenommen, dasjenige von Blei (L-Serie) mit 11 deutlichen Einzellinien von Siegbahn.<sup>2)</sup> Die korrespondierenden Werte sind in Tab. 16 in gleichen Horizontalen eingetragen.

Die Gegenüberstellung dieser beiden ganz verschiedenen experimentellen Untersuchungen zeigt, daß die Mehrzahl der Linien des Bleies sehr nahe koindiziert mit entsprechenden Linien von RaB und dies nicht nur zahlenmäßig, sondern auch in bezug auf die relative Intensität. Siegbahn bestimmte die relativen Intensitäten durch die Ziffern 0–10, Rutherford hat nur 3 Intensitätsstufen eingeführt, nämlich

$f$  = schwach (faint),

$m$  = mittelstark (medium),

$s$  = stark (strong).

1) E. Rutherford und C. Andrade, Phil. Mag. 27. p. 834. 1914.

2) M. Siegbahn, l. c.

Tabelle 16.

RaB		Blei		Linie
$\lambda \cdot 10^3$ cm	Intensität	$\lambda \cdot 10^3$ cm	Intensität	
0,793	m	0,792	0	$\gamma_4$
0,809	m	0,816	1	$\gamma_3$
0,838	m	0,820	1	$\gamma_2$
0,853	m	0,842	3	$\gamma_1$
0,917	f	0,855	2	
0,953	m	0,968	2	$\beta_3$
0,982	s	0,983	9	$\beta_2, \beta_1$
1,006	m	1,008	2	$\beta_4$
1,029	m	1,023	2	
1,055	f			
1,074	f	1,091	0	$\eta$
1,100	f			
1,141	m			
1,175	s	1,175	10	$\alpha_1$
1,196	m	1,186	3	$\alpha_2$
1,219	f			
1,266	f			
1,286	f			
1,315	f			
1,349	m			
1,365	m			

Dieselben Verfasser haben in einer anderen Arbeit<sup>1)</sup> in ganz entsprechender Weise das Spektrum der sehr durchdringenden  $\gamma$ -Strahlen von RaB und RaC aufgenommen. Ein analoges, experimentell belegtes Röntgenspektrum läßt sich hier nicht an die Seite stellen, da es sich um die  $K$ -Serie handelt, also die Frequenz des innersten Elektronenringes, welche für Strahler mit so hohem Atomgewicht äußerst kurzwellig ist. Indem aber auch für die  $K$ -Serie der funktionelle Zusammenhang zwischen Frequenz und Atomnummer eine Gerade ergibt (auf Grund zweier getrennter Meßreihen von Siegbahn<sup>2)</sup>), ließen sich auf graphischem Wege (Fig. 18) die  $K$ -Linien für RaB und RaC ermitteln. Die mit  $A$  und  $B$  bezeichneten Linien des RaB (Tab. 17) erwiesen sich als die weitaus stärksten Linien.  $A$  fällt angenähert zusammen mit den interpolierten  $K$ -Linien von Blei (82) und Wismut (83). Die Verfasser vermuten, daß die Linien größerer Wellenlängen

1) E. Rutherford u. C. Andrade Phil. Mag. 28. p. 263. 1916.

2) M. Siegbahn, Ann. d. Phys. 49. p. 616. 1916; Verhandl. d. deutsch. Physik. Ges. 18. p. 30. 1916.

wie  $1,37 \cdot 10^{-9}$  cm dem RaB zugehören, die von kleineren Wellenlängen dem RaC.

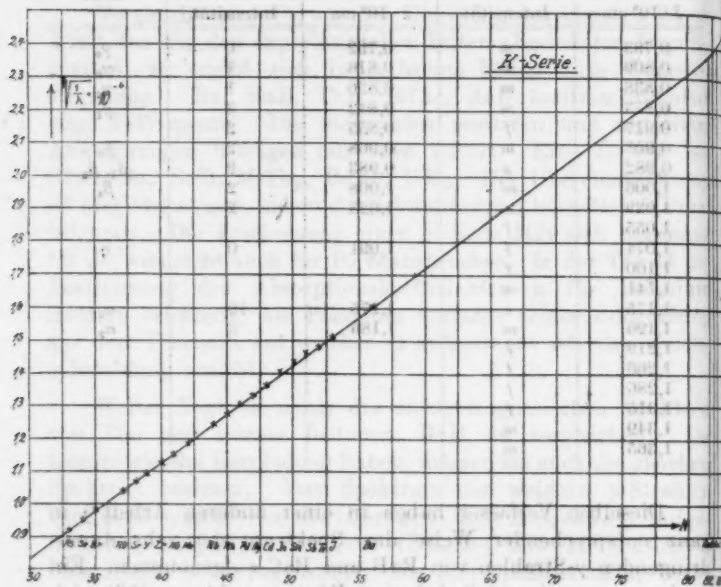


Fig. 18.

Tabelle 17.

RaB und RaC	Blei	Wismut
$\lambda = 0,72 \cdot 10^{-9}$ cm		
0,99 B		
1,16		
1,37		
1,59		
1,69		
1,96		
2,42		
2,62		
2,96		
3,24		
3,93		
4,28		
	$\lambda = 1,81 \cdot 10^{-9}$ cm	$\lambda = 1,76 \cdot 10^{-9}$ cm

Demnach müßte RaC eine höhere Frequenz besitzen als die der K-Serie. Dieselbe Beobachtung gilt für Mesothorium<sub>2</sub>, Thorium D, Uran X<sub>2</sub>. Aber auch gelegentlich der charakteristischen Röntgenstrahlen sind gleiche Unstimmigkeiten wahrgenommen worden. So haben Experimente von Kaye gezeigt, daß bei 30000 Volt Röhrenspannung von Aluminium eine Strahlung erhalten werden kann, die durchdringungsfähiger ist als die K-Charakteristik dieses Elementes. Beobachtungen ähnlicher Art wurden von Rawlinson<sup>1)</sup> an Nickel gemacht. Will man auf Grund des Bohrschen Atommodells an der Annahme festhalten, daß die Maximalfrequenz eines Elementes durch seine K-Charakteristik bedingt ist, so kann man vielleicht mit Rutherford<sup>2)</sup> schließen, daß die Strahlung von höherer Frequenz die Oktave oder selbst eine noch höhere harmonische Grundstufe derjenigen Strahlung ist, die durch die K-Charakteristik vertreten wird. Das erbrachte Zahlenmaterial liefert allerdings keineswegs durchgängig eine praktische Bestätigung dieser Theorie Rutherfords.

In diesem Zusammenhange möchte noch auf die gewissen Abweichungen hingewiesen werden, welche die Isotopen des Bleies RaB, ThB und AcB zeigen. Sie fallen in Tab. 14 und 15 auf durch ihre 3 Absorptionskoeffizienten  $\mu$ , die genau entsprechenden Größenordnungen angehören. Als Isotope besitzen sie die gleiche Atomnummer, also auch die gleiche Kernladung. Da nun die Wellenlänge der charakteristischen Röntgenstrahlen eine so eindeutige Beziehung zu den Ordnungszahlen der Elemente aufweist, müßten die Wellenlängen und Absorptionskoeffizienten der Isotopen untereinander vollkommen gleich sein. Tatsächlich betragen aber die Schwankungen bis zu 40 Proz. innerhalb eines Strahlentypus. Diese Unterschiede lassen sich sicherlich nicht allein durch Versuchsfehler deuten. Rutherford<sup>3)</sup> erklärt die Abweichungen in der Isotopenreihe des Bleies auf folgende Weise: Bricht ein  $\beta$ -Teilchen aus dem Kern auf und durchfliegt das Atom, so ist in erster Linie die Atomstruktur für die ausgelöste Charakteristik verantwortlich. Indem aber das Elektron in ver-

1) W. F. Rawlinson, Phil. Mag. 28. p. 274. 1914.

2) E. Rutherford, Phil. Mag. 30. p. 339. 1915.

3) E. Rutherford, Phil. Mag. 28. p. 305. 1914.

schiedener Richtung in bezug auf die Atomstruktur aus dem Kerngefüge entweichen kann, entstehen etwas unterschiedliche Strahlungen. Demnach besitzen Isotope nur dann identische elektromagnetische Spektren, wenn die aufbrechenden Elektronen auch entsprechende Regionen des Atoms passieren.

#### IV. Einige Zusätze über die vermutliche Größe des Energieinhaltes radioaktiver Atome.

##### I. Berechnung der Elektronengeschwindigkeit $V_{\min}$ .

Whiddington<sup>1)</sup> zeigte, daß die charakteristische X-Strahlung eines gegebenen Elementes auftritt, wenn die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen einen bestimmten endlichen Wert erreicht, der direkt proportional mit dem Atomgewicht  $A$  der Substanz ist. Diese „kritische Elektronengeschwindigkeit“  $V_{\min}$  ist recht angenähert gegeben durch die Beziehung

$$V_{\min} = A \cdot 10^8 \text{ cm/sec.}$$

Sie wird genauer bestimmt nach van den Broek<sup>2)</sup> durch die Gleichung

$$V_{\min} = 2,24 \cdot 10^8 (M - 1),$$

wo  $M$  die Ordnungszahl des betreffenden Elementes ist. Tab. 18 enthält die nach der Broekschen Gleichung ausgewerteten kritischen Elektronengeschwindigkeiten.

Tabelle 18.

Element	Ordnungszahl	$V_{\min} = 2,24 \cdot 10^8 (M - 1)$
Jo	90	$193,3 \cdot 10^8 \text{ cm/sec}$
UX <sub>1</sub>	90	199,3
UX <sub>2</sub>	91	201,6
Ra	88	194,8
RaB	82	181,4
RaC	83	183,6
RaD	82	181,4
MsTh <sub>2</sub>	89	197,1
ThB	82	181,4
ThD	81	179,2
RdAc	90	199,3
AcB	82	181,4
AcD	81	179,2
Po	84	185,9

1) R. Whiddington, Proc. Roy. Soc. (A) 85. p. 323. 1911.

2) A. van den Broek, Physik. Zeitschr. 15. p. 894. 1914.

Es handelt sich danach um Elektronengeschwindigkeiten von ca.  $\frac{2}{3}$  Lichtgeschwindigkeit.

II. Bestimmung der kritischen Elektronenenergie  $E_c$ , welche notwendig ist, um die  $K$ -Charakteristik der radioaktiven Substanzen auszulösen.

Die Elektronenenergie  $E$  ist gegeben durch die Beziehung

$$E = \frac{1}{2} m v^2, \text{ wo bedeuten}$$

$m$  = Masse des Elektrons =  $8,8 \cdot 10^{-28}$  g,

$v$  = Geschwindigkeit des Elektrons in cm/sec.

Mit  $E_c$  sei jene „kritische Elektronenenergie“ bezeichnet, welche sich dann ergibt, wenn  $V_{\min}$  als Elektronengeschwindigkeit eingesetzt wird. Nach den obigen Angaben (vgl. p. 362) liegt für Ra, RaB, ThB, RdAc und AcB eine  $K$ -Charakteristik vor. Tab. 19 enthält die zu ihrer Auslösung erforderlichen kritischen Stoßenergien  $E_c$ .

Tabelle 19.

	$E_c - \frac{1}{2} m V_{\min}^2$
Ra	$16,7 \cdot 10^{-8}$ erg.
RaB	14,4
ThB	14,4
RdAc	17,4
AcB	14,4

III. Über einen Quanteneffekt im Hochfrequenzspektrum der radioaktiven Substanzen.

In früheren Jahren schon zeigten die experimentellen Erfahrungen, daß die Energie der Strahlung in bestimmten Mengen emittiert wird. Diese Tatsache findet ihren einfachsten Ausdruck in der Planckschen Gleichung

$$E = h \nu, \text{ wo bedeuten}$$

$E$  = Energie des Strahles,

$\nu$  = Frequenz des Strahles,

$h$  = Plancks Fundamentalkonstante =  $6,55 \cdot 10^{-27}$  erg.

Es ist von Interesse, zu erfahren, ob diese Quantenbeziehung auch für die  $K$ -Charakteristik der  $\gamma$ -Strahlen annähernd gültig ist. Voraussetzung ist natürlich, daß alle Energie  $E$  eines Kathodenstrahles in einen einzigen  $\gamma$ -Impuls von bestimmter Frequenz  $\nu$  umgesetzt wird. Es wurden die Frequenzen von



Ra, RaB, ThB, RdAc und AcB (vgl. p. 359) mit  $h$  multipliziert und mit den kritischen Elektronenenergien  $E_c = \frac{1}{2} m V_{\min}^2$  verglichen. Tab. 20 vereinigt die beiderlei Werte.

Tabelle 20.

	$v = \frac{3 \cdot 10^{10}}{\gamma}$	$E_c = \frac{1}{2} m V_{\min}^2$	$E = h\nu$	$E_c/h\nu$
Ra	$20 \cdot 10^{18}$	$167,10^{-8}$ erg.	$131 \cdot 10^{-8}$ erg.	1,29
RaB	15,6	140	103	1,40
ThB	18	144	119	1,21
RdAc	23,1	174	152	1,14
AcB	16,2	144	107	1,34

Kolonne 5 enthält die Quotienten  $E_c/h\nu$ . Sie sind sämtlich größer als 1 und betragen im Mittel etwa 1,3. Diese Beobachtung steht in bester Übereinstimmung mit Resultaten von Landé.<sup>1)</sup> Der Verfasser bestätigte dort einen Quanteneffekt für die K-Serie der leichten Elemente Al bis Se und erhielt als Quotient  $E_c/h\nu$  im Mittel 1,35. Die Beobachtung, daß  $E_c$  größer ist als die zugehörige Energie  $h\nu$ , führt Landé auf die Erscheinung zurück, daß bei allen beobachteten Resonanzvorgängen an Röntgenstrahlen das Resonanzgebiet um 12 bis 20 Proz nach Rot gegen das Erregungsgebiet verschoben ist.

#### IV. Berechnung des Potentialgefälles in Volt, unter dessen Einfluß die Projektion der die $\gamma$ -Strahlen erzeugenden $\beta$ -Teilchen in den zerfallenden radioaktiven Substanzen erfolgt.

Ist  $E$  die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden des Röntgenrohres, welcher ein Kathodenstrahl seine Geschwindigkeit  $v$  verdankt, dann sind  $v$  und  $E$  verbunden durch die Gleichung

$$\frac{1}{2} m v^2 = E e,$$

$$E = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{e/m} \cdot v^2.$$

Da  $e/m = 1,8 \cdot 10^7$ , so folgt

$$E = 2,8 \cdot 10^{-8} \cdot v^2.$$

Um  $E$  in Volt zu haben, ist die rechte Seite der Gleichung durch  $10^8$  zu dividieren. Demnach lautet die Bestimmungsgleichung für das Potentialgefälle in Volt

$$E = 2,8 \cdot 10^{-26} \cdot v^2.$$

1) A. Landé, Physik. Zeitschr. 15. p. 753. 1914.



Im Falle der  $K$ -Charakteristik ist  $\nu$  durch  $V_{\min}$  zu ersetzen. Überträgt man die Verhältnisse der Röntgenröhre auf die Atome der radioaktiven Substanzen, dann erhält man die folgenden in Tab 21 zusammengestellten Werte für die in Volt gemessenen kritischen Elektronenenergien der projizierten  $\beta$ -Teilchen von Ra, RaB, ThB, RdAc, AcB.

Tabelle 21.

Substanz	$E = 2,8 \cdot 10^{-16} \cdot \nu^2$ Volt
Ra	106470 Volt
RaB	91730
ThB	91730
RdAc	110883
AcB	91730

Die Geschwindigkeit der aus den zerfallenden Atomen aufbrechenden  $\beta$ -Strahlen entspricht somit rund einer Potentialdifferenz von 100000 Volt. Dieses so berechnete Potentialgefälle erweist sich aber als bedeutend zu klein. Vgl. Schluß von Abschnitt V.

#### V. Berechnung der Elektronenenergie in Volt auf Grund der Quantentheorie.

Für die Potentialdifferenz in Volt,  $E$ , wurde soeben die Beziehung abgeleitet

$$E = 2,8 \cdot 10^{-16} V_{\min}^2.$$

Andererseits gilt für die kritische Elektronenenergie  $E_c$  die Gleichung

$$E_c = \frac{1}{2} m V_{\min}^2 = h \nu.$$

Daraus bestimmt sich  $V_{\min}^2 = 2h\nu/m$ . Diesen Wert setzt man für  $E$  ein und erhält die Gleichung

$$E = 2,8 \cdot 10^{-16} \cdot \frac{2h\nu}{m}, \text{ oder}$$

$$E = \frac{2,8 \cdot 10^{-16} \cdot 2 \cdot 655 \cdot 10^{-27}}{9,1 \cdot 10^{-31}} \nu = 4,2 \cdot 10^{-15} \nu.$$

Tab. 22 enthält nebeneinander die Potentialdifferenzen  $E$  ausgedrückt durch  $V_{\min}^2$  und  $h\nu$ .

Die zuletzt ermittelten Potentialdifferenzen sind erheblich kleiner. Der Unterschied muß auf die Frequenz  $\nu$  zurückgeführt werden, welche offenbar zu klein ist. (Vgl. auch

Tabelle 22.

Substanz	$E = 2,8 \cdot 10^{-16} \cdot V_{\min}^2$ Volt	$E = 4,2 \cdot 10^{-15} \cdot \nu$ Volt
Ra	106470 Volt	84000 Volt
RaB	91730	65200
ThB	91730	75200
RdAc	110883	97000
AcB	31730	68500

Punkt III auf p. 368.) Für hohe Frequenzen ist demnach die Elektronenenergie nicht mehr proportional der Spannung, sondern bleibt hinter der Spannung zurück. Damit deckt sich auch die folgende Erfahrung von Rutherford, Barnes und Richardson.<sup>1)</sup> Die Verfasser trugen gelegentlich ihrer Untersuchungen über die Höchstfrequenz von Wolframstrahlen die Elektrodenspannung in Kilovolt gegen die beobachtete Frequenz der Reststrahlung auf. Sie arbeiteten mit Spannungen bis 175000 Volt. Dabei zeigte es sich, daß die Experimentalkurve sehr erheblich hinter der theoretischen Kurve zurückblieb. Die Beziehung zwischen Frequenz und Spannung ließ sich hier ausdrücken durch die Formel  $h\nu = E - cE^2$ , wo  $E$  die Energie des sich durch die Potentialdifferenz  $V$  bewegendes Elektrons und  $c$  eine Konstante ist. Der Wert des Korrekturfaktors  $cE^2$  steigt rasch an mit zunehmender Frequenz. Hr. Ing. F. Dessauer, Direktor der Veifawerke Frankfurt-Aschaffenburg, welcher in seinem Privatlaboratorium die Untersuchungen Rutherfords mit der Wolfram-Antikathode weiterführte, vorläufig bis zu 310 Kilovolt, beobachtete in Übereinstimmung mit den englischen Autoren, daß im Intervall von ca. 120000 bis 180000 Volt die  $K_\alpha$ - und  $K_\beta$ -Linie des Wolframs sich stark bemerkbar machen. Bei Überschreitung dieser Spannung fand er nun, im Gegensatz zu Rutherford, Barnes und Richardson, welche gemeint haben, daß man eine härtere Strahlung bei Steigerung der Spannung zunächst gar nicht erzielen könne, daß die äußerste Härte allerdings, aber in einer sehr flach verlaufenden Kurve wächst. Die Interpolation der so erhaltenen Kurve ergibt, daß man voraussichtlich erst bei 480 Kilovolt auf die starke  $K$ -Linie des Radiums C stößt.

1) E. Rutherford, J. Barnes u. H. Richardson, Phil. Mag. 30. p. 339. 1915.

**Zusammenfassung der Resultate.**

1. Die Standardmethode ist die allein mögliche Beobachtungsmethode bei Absorptionsmessungen an Röntgenstrahlen wegen der Inkonstanz des Röhrenbetriebes.

2. Die Absorption eines Gasgemisches erfolgt nach dem Benoistschen Additivgesetz.

3. Für eine chemische Gasverbindung wurde der Begriff des „mittleren Absorptionsvermögens“ eingeführt.

4. Für zwei verschiedene Gase werden die Quotienten  $\frac{\mu_1/\rho_1}{\mu_2/\rho_2}$  bei zunehmender Härte der Strahlung immer kleiner.

5. Für ein schweres Gas wie Chlormethyl bleibt die Absorption bei niederen Partialdrucken hinter dem Drucke zurück.

6. Der Absorptionskoeffizient eines Gases ist bei doppeltem Drucke kleiner als doppelt so groß wie bei einfachem Drucke.

7. Die Größe des Absorptionskoeffizienten ist selbst für leichte Medien wie Gase in hohem Maße von der Filterwirkung abhängig. Es wurde der Begriff des *mittleren* oder *scheinbaren Absorptionskoeffizienten* eingeführt und mathematisch definiert.

8. Mit zunehmender Filterwirkung konvergieren die Werte der relativen Absorptionskoeffizienten.

9. Das Absorptionsvermögen ist nur in geringem Maße von der Spannungsvariation abhängig.

10. Die Angabe eines Absorptionskoeffizienten ist bedeutungslos ohne gleichzeitige Angabe der Strahlenhärte und Filterwirkung.

11. Die Halbwertschicht von Luft für  $\gamma$ -Strahlen von RaC war nur 4—5mal größer als für die harte, durch 9 mm Al filtrierte Strahlung der Maximumröhre.

12. Die Standardmessung ist geeignet für die Beobachtung der Strahlungsverteilung.

13. Die Bremsstrahlung war durch 1 mm Al praktisch gänzlich von der Eigenstrahlung zu trennen.

14. Die Strahlungsverteilung hängt von der primären Belastung ab.

15. Die Strahlenhärte erwies sich in hohem Maße abhängig von der primären Belastung.

16. Die Röntgenröhre besitzt eine „Normalbelastung“, für welche der Röhrenbetrieb annähernd konstant ist.

17. Es wurde ein Vorschlag zu einem einfachen Röntgenqualimeter erbracht, welches die Härtebestimmung auf ionometrischem Wege ermöglicht.

18. Es wurden verschiedene Ursächlichkeiten der Entstehung der stark heterogenen Strahlung eines Röntgenrohres erwogen.

19. Es ließ sich für einige radioaktive Stoffe die wahrscheinliche Existenz einer *K*-, *L*- und *M*-Charakteristik erbringen.

20. Es wurden die vermutlichen Feldkräfte radioaktiver Atome berechnet.

Die vorstehende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Königlichen Universität zu Frankfurt a. Main im Sommersemester 1916 ausgeführt.

Es ist mir liebe Pflicht, an dieser Stelle dem Direktor des Instituts, meinem hochverehrten Lehrer, Hrn. Geh. Regierungsrat Prof. Dr. R. Wachsmuth, herzlichen Dank zu sagen für die Anregung zu dieser Arbeit und das lebhafteste und fördernde Interesse, das er ihr jederzeit entgegenbrachte.

(Eingegangen 14. Juni 1917.)

## 2. Über Ionisationsmessungen im Geisslerrohr; von Erich Rumpf.

Vorliegende Arbeit wurde auf Anregung Sir J. J. Thomsons schon im Frühjahr 1912 im Cavendishlaboratorium in Cambridge begonnen und mit großen Unterbrechungen im Physikalischen Institut der Universität Graz fortgesetzt und vollendet.

Die ursprüngliche Aufgabe der Messungen war, Sättigungsströme im negativen Glimmlicht nach der Methode der Querströme unmittelbar zu beobachten. Es zeigte sich aber sehr bald, daß an keiner Stelle der Geisslerentladung Sättigungsströme auftreten, daß vielmehr die Stromspannungskurven im allgemeinen eine Gestalt haben, wie sie in Fig. 1 (in der ausgezogenen Kurve) angedeutet ist. Bei schwachen Spannungen (10—20 Volt, Bereich A) verläuft die Kurve schwach konvex gegen die Spannungsachse, biegt dann im Bereich B um und verläuft ein Stück geradlinig, um dann im Bereich C noch einmal zu einem starken Anstieg zu wenden. Hier traten merkliche Lichtbüschel an den Nebenelektroden auf, und der Stromanstieg verlief häufig stoßweise. Es ist einige Ähnlichkeit vorhanden mit den Angaben von R. Wachsmuth<sup>1)</sup>, mit dem Unterschied, daß der oft unauffällige Bereich A dort fehlt. Ganz gleiche Kurven fanden aber E. von Schweidler<sup>2)</sup> und A. Stoletow<sup>3)</sup> für den Hallwachseffekt. Ein Sättigungsstrom kann aus dem Verlauf einer solchen Charakteristik nirgends festgestellt werden, wenn auch der geradlinige Be-

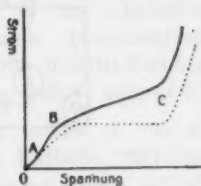


Fig. 1.

1) R. Wachsmuth, Die Leitfähigkeit der Gase bei dem elektrodenlosen Ringstrom. Ann. d. Phys. 39, p. 619. Figg. 5a u. b. 1912.

2) E. von Schweidler, Wiener Ber. 108, p. 273. 1899.

3) A. Stoletow, Graetz, Phys. Rev. 1. p. 723. 1892.

reich *B* bis *C* bei einigen Versuchsbedingungen nur schwach gegen die Spannungsachse geneigt erscheint. Zum Vergleiche ist in Fig. 1 die bekannte Charakteristik eines Sättigungsstromes durch die punktierte Kurve beigegeben.

In den folgenden Abschnitten werde ich die benutzte Versuchsanordnung beschreiben, die damit beobachteten Querströme angeben und werde versuchen, die Beobachtungen auf Grund einfacher Annahmen zu deuten.

### I. Abschnitt.

#### Versuchsanordnung.

§ 1. Für die Messungen wurde anfänglich folgende Zusammenstellung benutzt. Das Entladungsrohr (Fig. 2, *R*) wurde gebildet durch einen Glassturz von etwa 8 cm innerer

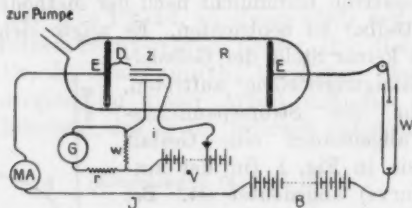


Fig. 2.

Weite, der in bekannter Weise mit Siegelackkittung von einem großen Glaskolben abgeschlossen wurde. Durch ein Ansatzrohr des Kolbens wurde die Verbindung zu einer Töplerpumpe und einem mit Holzkohle gefüllten Absorptionsrohr, das in flüssiger Luft gekühlt werden konnte, besorgt. Außerdem wurde noch durch eine Wasserstrahlpumpe vorgepumpt. Zur Trocknung waren Röhren mit Chlorealcium und Phosphorperoxyd vorgeschaltet. Die Druckmessung erfolgte durch ein McLeod-Manometer von etwa 75 cm Kugelhalt.

Als Elektroden dienten zwei an das Entladungsrohr anschließende Aluminiumscheiben, die etwa 18 cm voneinander entfernt waren. Ihre Zuleitungen führten durch Siegelackdichtungen nach außen und waren mit einer Hochspannungsbatterie *B* von 300–500 Akkumulatoren verbunden. Der Strom wurde mit einem verschiebbaren Wasserwiderstand *W* eingestellt und am Milliamperemeter *MA* abgelesen. Als

solches diente ein Westonvoltmeter mit einem Skalenbereich von 1,5 Volt und einem Widerstand von 100 Ohm. Dieser Stromkreis wird in Hinkunft als Hauptstrom  $J$  bezeichnet werden.

Die Nebenelektroden zur Messung der Querströme  $i$  bestanden aus zwei konzentrischen Messingzylindern  $Z$  (Fig. 2) von 35 mm Länge, die in der Achse des Entladungsrohres, durch dünne Glasstäbchen gestützt, befestigt waren. Der äußere Zylinder hatte einen Durchmesser von 14 mm, der innere 3 mm. Ihre Entfernung  $D$  von der einen Hauptelektrode, die meist als Kathode benutzt wurde, betrug 25 mm. Die Zuleitung erfolgte durch Kupferdrähte, die durch dünne Glasröhrchen geschützt waren und durch zwei in den Glassturz gebohrte Löcher nach außen führten. Die Zylinder  $Z$  konnten an eine Akkumulatorenbatterie  $V$  angelegt werden, von denen jede beliebige Spannung zwischen 2 und 120 Volt abgetastet werden konnte. Der entstehende Strom  $i$  wurde dann an einem Drehspulengalvanometer  $G$  mit objektiver Spiegelablesung gemessen. Durch geeignete Nebenschlüsse wurde das Galvanometer auf die gewünschte Empfindlichkeit gebracht. Der ganze Nebenstromkreis  $i$  war isoliert aufgestellt.

§ 2. Im Verlaufe der Untersuchung erwies es sich als wünschenswert, auch den Abstand der Kathode von den Nebenelektroden verändern zu können. Daher wurde schließlich folgende Anordnung benutzt.

Das Entladungsrohr bildete nun ein lotrechtes, ca. 50 cm langes Glasrohr, das mit Siegelack durch Trichter beiderseitig abgeschlossen war. Es schloß sich eng an die Elektroden an, die aus Aluminiumscheiben von 5,8 cm Durchmesser bestanden, also einen Flächeninhalt von 26 qcm hatten. Die Anode war durch den Hals des unteren Trichters herausgeführt. Am oberen Trichter war ein Glasschliff angeschmolzen, an dem die Kathode aufgehängt war, in ähnlicher Weise, wie es F. W. Aston<sup>1)</sup> angegeben hat. Dadurch konnte die Kathode in jede beliebige Höhe eingestellt werden und, da die Entladungserscheinung wesentlich von der Kathode abhängig ist, jede beliebige Stelle der Entladung zwischen den Nebenelektroden untersucht werden.

1) F. W. Aston, Proc. Roy. Soc. (A) 84, p. 528. 1911.



Ein an den oberen Trichterhals angeblasener Glasrohranschluß führte zum McLeod-Manometer und zu einer rotierenden Gaedeschen Quecksilberluftpumpe mit Vorpumpe und Motorantrieb; ein anderer Rohransatz am unteren Trichter vermittelte die Verbindung zu dem durch Phosphorpentoxyd getrockneten Gasvorratsraum. Diese konnte durch zwei hintereinander geschaltete Glashähne gesperrt werden, wodurch die Möglichkeit gegeben war, kleine Gasmengen in das Entladungsrohr eintreten zu lassen.

Zur Untersuchung gelangten die Gase Luft und Wasserstoff, die vor dem Eintritt in den Vorratsraum durch Chlorkalcium oder Schwefelsäure vorgetrocknet wurden. Der Wasserstoff wurde elektrolytisch erzeugt. Die Gase waren von Quecksilber- und Vaselineämpfen nicht befreit. Vaseline diente nämlich zum Schmieren der Hähne.

Der Hauptstrom *J* wurde wie in der früheren Anordnung durch eine Batterie *B* von 1000 Volt gespeist und durch ein Milliampereometer *MA* und einen verschiebbaren Wasserwiderstand *W* geleitet.

Zur Messung der Querströme wurden nun recht kleine Elektroden gewählt, um etwas enger bestimmte Stellen des Entladungsraumes untersuchen zu können. Diese Nebenelektroden bestanden aus 5,0 mm langen Aluminiumzylindern, von denen der äußere einen inneren Durchmesser von 5,5 mm hatte; der innere wurde durch ein 1,2 mm dickes Stäbchen gebildet. Daher hatten die Zylinderelektroden einen Abstand von  $\delta = 2,15$  mm voneinander.

Als Zuleitung zum äußeren Zylinder diente ein dünner Platindraht, der um den Zylinder einmal gewunden war. Die Zuleitung und Befestigung des Stäbchens bereitete anfänglich einige Schwierigkeiten; folgende Methode führte aber zum Ziel. In einem starken Aluminiumdraht wurde axial auf einer Uhrmacherdrehbank ein feines Loch gebohrt, in das ein dünner Platindraht leicht eingesteckt werden konnte. Dann wurde der Aluminiumdraht in einem Ziehisen auf die gewünschte Stärke gebracht, wodurch sich der Platindraht im Aluminium festklemmte.

Die so befestigten Platinzuleitungen wurden bis knapp an die Zylinderecken in dünn ausgezogene Glasröhrchen (Fig. 3, a)

gesteckt, die die Zuleitungen vom ionisierten Gasraum isolieren sollten und eine genügende Festigkeit gaben. Nun wurden die Glasröhrchen an ein gekrümmtes Glasstäbchen (Fig. 3, b) angeschmolzen und dann das kleine, sorgfältig zentrierte Gestell in das Entladungsrohr  $R$  geschoben, die Platindrähte durch die vorher in das Glasrohr gebohrten Löcher  $c$  gezogen und von außen mit Siegelack verkittet, so daß die Zylinderchen in die Achse des Entladungsrohres kamen, etwa 8 cm von der Anode entfernt. Die Zuleitung zum inneren Zylinder erfolgte auf der Seite der Anode.

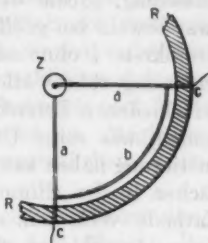


Fig. 3.

Um den Abstand  $D$  der Zylinder von der beweglichen Kathode messen zu können, war an der Außenseite des Entladungsrohres ein Papiermaßstab angebracht, der 0,5 mm noch leicht zu messen gestattete.

Die Platindrähte führten zunächst zu einem Stromwechsler, der ebenso wie in der unter § 1 besprochenen Versuchsanordnung mit einer wählbaren Akkumulatorenbatterie  $V$  bis 120 Volt und einem Galvanometer  $G$  verbunden war. Außerdem war im Nebenstromkreis  $i$  noch eine Sicherung angebracht, bestehend aus einem Eisenfaden von ca. 0,2 Ampere Abschmelzstromstärke (Widerstand 5–10 Ohm); diese Sicherung sollte das Galvanometer vor allzugroßen Stromstößen bewahren. Nach manchen Versuchen wurde ein kleines Drehspulensinstrument von Siemens & Halske mit einer Schwingungsdauer von ca. 1 Sekunde und einem Widerstand von 55 Ohm am geeignetsten gefunden; es wurde durch die Widerstände  $w$  und  $r$  (Fig. 2) geschlossen, so daß seine Empfindlichkeit nach Bedarf verändert werden konnte, wobei die Widerstände immer derartig gewählt wurden, daß das Galvanometer gerade aperiodisch war. An den Widerstand  $w$ , der meist 20 Ohm betrug, konnte noch eine Eichanordnung für den Galvanometerstromkreis angeschlossen werden. Dieser äußere Leitungswiderstand ist jedenfalls im Vergleich zum inneren Widerstand zwischen den Zylindern zu vernachlässigen, da dieser die Größenordnung von  $10^8$  Ohm hatte, wie später zu ersehen sein wird. Die Ablesung erfolgte nun durch Fern-

rohr und Skale. Der ganze Nebenstromkreis  $\mathfrak{i}$  und der eigentliche Galvanometerkreis war wieder isoliert aufgestellt.

§ 3. Trotzdem zeigte das Galvanometer einen geringen Ausschlag, sobald der Hauptstromkreis geschlossen war, und zwar sowohl bei geöffnetem als auch bei geschlossenem Nebenstromkreis  $\mathfrak{i}$  ohne angelegte Spannung  $V$ . Diese zweite Erscheinung rührte offenbar daher, daß die Nebenelektroden in verschiedenen Potentialstellen des Entladungsraumes zu stehen kamen, was seine Ursache in der immerhin unvollkommenen Justierung haben kann, besonders aber darin, daß die Potentialflächen in der Glimmentladung bekanntlich nicht parallel der Kathode verlaufen. Es wechselte die Größe und Richtung dieses Ausschlages mit dem Abstände der Kathode von den Zylindern. Der Ausschlag des Galvanometers bei offenem Nebenstromkreise dürfte wohl durch mangelhafte Isolation seiner Aufstellung erklärt werden können, indem ein Bruchteil des Hauptstromes durch das Galvanometer seinen Weg zur Erde nahm. Daher wurde als Ruhelage des Galvanometers immer jene Ablesung genommen, die bei geschlossenem Nebenstromkreise ohne angelegte Spannung  $V$  beobachtet wurde.

Mit Hilfe des schnellschwingenden Galvanometers konnte auch eine rasch abklingende elektromotorische Gegenkraft zwischen den Zylindern wahrgenommen werden, nachdem von außen Strom durch sie geschickt worden war. Diese kann vielleicht als Polarisation im Sinne von E. Wertheimer<sup>1)</sup> und W. Gaede<sup>2)</sup> angesprochen werden<sup>3)</sup>, denn sie hatte eine Größenordnung von 1—2 Volt und wurde daher bei den Berechnungen vernachlässigt. Ich behalte mir vor, darüber in einer späteren Arbeit zu berichten.

Eine Änderung im Milliamperemeter des Hauptstromkreises durch Schließen des Nebenstromes konnte nicht beobachtet werden, außer wenn an den Zylindern starke Lichtbüschel (vgl. p. 373) auftraten, also bei den höchsten Spannungen  $V$ . Bei diesen Entladungen, die, wie schon erwähnt, stoßweise erfolgten, schmolz meist die Eisenfadensicherung durch; sie hatten Ähnlichkeit mit Funken.

1) E. Wertheimer, Verh. d. D. Physik. Ges. 15. p. 1333. 1913.

2) W. Gaede, Ann. d. Phys. 04.

3) C. A. Mebius (Wied. Ann. 59, p. 695. 1896) und G. C. Schmidt (Ann. d. Phys. 18. p. 869. 1905) verstehen unter Polarisation im Geisslerrohr das anodische bzw. kathodische Gefälle an Querelektroden.

Vielleicht darf an dieser Stelle eine hübsche Erscheinung erwähnt werden, ohne auf sie näher eingehen zu wollen. Wenn eine solche Funkenentladung durch die Nebenelektroden gegangen war, veränderte sich unter Umständen die Leuchterscheinung im Entladungsrohr ganz wesentlich: die positiven Schichten vermehrten sich plötzlich und begannen verhältnismäßig langsam hin und her zu wogen, bei merklich gesteigerter Leuchtkraft. Diese Veränderung dauerte aber auch noch kurze Zeit nach dem Ausschalten des Nebenstromes an. Möglicherweise kann sie ihre Ursache in einer wesentlichen Ionenvermehrung durch den „Funken“ haben.

Aus diesen Gründen wurden Spannungen, bei denen diese Nebenumstände auftraten, vermieden. In dem übrigen Bereich der Querspannungen trat keinerlei Störung der Leuchterscheinung ein, wenn sich die Querelektroden im Hittorfschen Dunkelraum, im negativen Glimmlicht oder im Faradayschen Dunkelraum befanden, was besonders an den großen Zylindern der unter § 1 beschriebenen Anordnung festgestellt werden konnte. Die positiven Schichten hafteten jedoch an den Querelektroden. Um die Leitfähigkeit der positiven Schichten zu ermitteln, waren also auch die Zylinderehen der Anordnung § 2 noch bedeutend zu groß. Daher können sich die Beobachtungen dieser Schrift nur auf die beiden Dunkelräume und auf das negative Glimmlicht erstrecken.

## II. Abschnitt.

### Versuchsergebnisse.

§ 4. Mit der beschriebenen Versuchsanordnung war nun die Möglichkeit gegeben, die Messungen in verschiedener Weise zu gestalten, da

- i der Querstrom zwischen den Zylinderelektroden, sich abhängig zeigt von
- V der an die Nebenelektroden angelegten Spannung und ihrer Richtung,
- D dem Abstand der Kathode von den Nebenelektroden,
- p dem Drucke im Entladungsrohr und
- J der Hauptstromstärke im Entladungsrohr.

Es wurde daher mit je zweien dieser vier willkürlich veränderlichen Größen der Querstrom  $i$  beobachtet, während die übrigen beiden konstant gehalten wurden, und so ein zahl-

reiches Beobachtungsmaterial von über 250 Kurven gesammelt, aus dem natürlich nur einige Beispiele wiedergegeben werden sollen, und zwar meist in Kurvenform, da die Messungen keinen Anspruch auf große Genauigkeit erheben.

Kleine Änderungen im Druck oder Verunreinigungen des Gases durch Freiwerden des in den Elektroden absorbierten Gases geben ja besonders im negativen Glimmlicht viel aus, da hier ein ziemlich scharfes Maximum der Leitfähigkeit, bzw. der Ionisation auftritt, wie später gezeigt werden wird. Es fiel daher schwer, einmal erhaltene Kurven wiederzugewinnen; aber die Gestalt der Kurven wiederholte sich immer wieder, nur war sie je nach der Länge des Hittorfschen Dunkelraumes verschoben. Insbesondere wirkte die bekannte Eigenschaft der Elektroden des Geisslerrohres störend, Gas zu absorbieren oder abzugeben. Diesem Fehler wurde einigermaßen gesteuert, daß der Hauptstrom  $J$  immer nur so lange geschlossen gehalten wurde, als zur Beobachtung unbedingt notwendig war.

Eine weitere störende Beeinflussung der Beobachtungsgenauigkeit bildete die Temperatur. Da das Zimmer, in dem die Apparatur aufgestellt war, im Laufe der Zeit Temperaturunterschiede bis zu  $10^{\circ}\text{C}$ . aufwies, konnte nämlich festgestellt werden, daß die Temperatur nicht ohne Einfluß auf die Ionisation des Geisslerrohres ist.

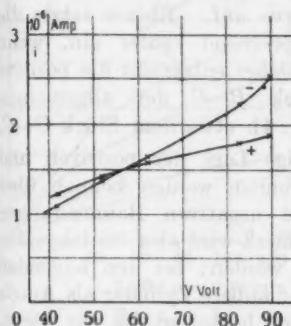
Im allgemeinen wurde durch diese Störungen eine Ungenauigkeit von 5–10 Proz. hervorgerufen, die allerdings manchmal auch größere Werte erreichen kann, wie z. B. auf p. 385 erwähnt ist.

Ein weit größerer Fehler steckt aber natürlich in jenen Zahlen, die die Annahme einer gleichmäßigen Verteilung der Ionendichte über den Querschnitt des Geisslerrohres einschließen.

Endlich wird zu berücksichtigen sein, daß durch die Sonden selbst und gar durch das angelegte Querfeld die Geisslerentladung gestört wird. Es ist aber anzunehmen, daß die hierdurch bedingte Störung erst dann wesentlich wird, wenn die Leuchterscheinung beeinträchtigt wird, was in den negativen Gebilden bei Spannungen unter einem gewissen Betrage nicht der Fall war, wie auf p. 379 besprochen wurde. Es dürfte aber schwer sein, diese Fehler abzuschätzen.

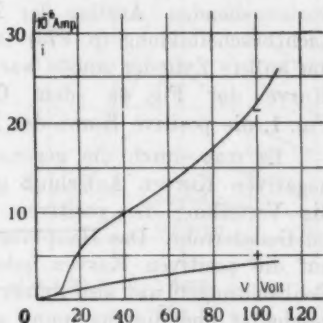
§ 5. Zunächst sei die *Abhängigkeit* der *Querstromstärke* von der *Richtung* der angelegten *Spannung* besprochen. In

Figg. 4a und 4b sind Stücke aus Stromspannungskurven wiedergegeben, wobei durch das positive oder negative Zeichen die Ladung des äußeren Zylinders bezeichnet ist. Als Abszissen sind in beiden Fällen die angelegte Spannung in Volt, als Ordinaten die Stromstärke  $i$  in Mikroamp. aufgetragen. Die Beobachtungen sind in Luft bei den Drucken  $p = 0,25$  bzw.  $0,25$  mm Hg mit der Versuchsanordnung § 2 angestellt



Luft,  $p = 0,25$  mm Hg,  $D = 0,25$  cm,  
 $J = 1,0$  MA.

Fig. 4a.



Luft,  $p = 0,22$  mm Hg,  $D = 2,0$  cm,  
 $J = 1,0$  MA.

Fig. 4b.

worden. Die Hauptstromstärke betrug in beiden Fällen  $J$  1,0 Milliamp. Die beiden Zeichnungen weisen ganz außerordentlich große Unterschiede auf, und zwar schneiden sich die Kurven, die bei einem Abstände  $D = 0,5$  cm von der Kathode (Fig. 4a), also im Hittorfschen Dunkelraum gewonnen wurden, während in Fig. 4b (Abstand der Zylinder von der Kathode  $D = 2,0$  cm), die etwa dem negativen Glimmlicht entspricht, die Kurve mit dem negativen Zeichen (äußerer Zylinder als Kathode) durchwegs höher liegt als die positive Kurve. Der erste Fall (Fig. 4a) zeigt ein ganz ähnliches Bild, wie es Kirkby<sup>1)</sup> für Luft, die durch Röntgenstrahlen ionisiert war, gibt, mit dem Unterschied, daß hier ein dauernder Anstieg der Charakteristik sich ergibt, wenn die größere Elektrode Anode ist, während dort deutlich Sättigung eintritt.

1) P. J. Kirkby, Phil. Mag. Febr. 1902.

Die negativen Kurven schließen sich sehr gut der Townsendschen Theorie der Ionisation durch Stoß<sup>1)</sup> zwischen Ionen und neutralen Molekülen an. Sie waren aber schwierig zu beobachten, weil bei höheren Spannungen sehr leicht der auf p. 379 beschriebene Funkenstoß auftrat, wobei, wie erwähnt, dann die Galvanometersicherung durchschmolz. Wenn der äußere Zylinder positiv war, trat der Funkenstoß erst bei viel höheren Spannungen und meist ganz unvermittelt, ohne vorhergehenden Anstieg der Kurve auf. Ebenso setzte die Lichtbüschelbildung (p. 373) entsprechend später ein, wenn der äußere Zylinder Anode war. Daher entspricht die positive Kurve der Fig. 4a dem Stück  $B-C$  der allgemeinen Fig. 1, die positive Kurve der Fig. 4b etwa dem Stück  $O-C$ .

Es mag durch die gegenseitige Lage der positiven und negativen Kurven Anschluß gewonnen werden können über die Verteilung der positiven und negativen Raumladungen im Geisslerrohr. Das Hauptaugenmerk wird aber im folgenden auf die positiven Kurven gelegt werden; bei den folgenden Beobachtungen war also immer der äußere Zylinder als Anode geschaltet und die Spannung wurde höchstens bis zur Lichtbüschelbildung gesteigert.

§ 6. Um die *Abhängigkeit* der *Stromspannungskurven* von der *Stellung* der *Kathode* zu erörtern, mögen zunächst die Figg. 5 und 6 dienen.

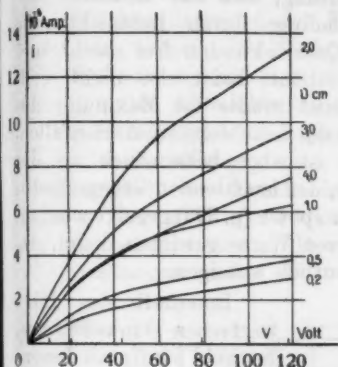
In Fig. 5 sind sechs solcher Kurven dargestellt, die mit den Spannungen 10,2, 21,0, 42,4, 79,0 und 118,5 Volt in verschiedenen Abständen  $D$  von der Kathode aufgenommen wurden. Das Entladungsrohr war mit Luft vom Drucke  $p = 0,10$  mm Hg gefüllt, die Hauptstromstärke wurde auf  $J = 1,00$  Milliamp. gehalten. Wie durch die den Kurven beigegebenen Zahlen angedeutet ist, betrug  $D$  beziehungsweise 0,2, 0,5, 1,0, 2,0, 3,0 und 4,0 cm; der leuchtende Glimmlichtraum war ca. 1,5 cm von der Kathode entfernt.

Innerhalb des Hittorfschen Dunkelraumes und in dem daran grenzenden Teile des Glimmlichtes verschieben sich die geraden Teile der Kurven (Fig. 5) mit wachsendem  $D$  in Gebiete höherer Stromstärken  $i$ , um im von der Haupt-

1) J. S. Townsend, The Theorie of Ionisation of gases by collision, London, Constable 1910.



kathode fernerer Teile des Glimmlichtes wieder in Gebiete schwächerer Ströme zurückzukommen, und zwar mit größerer Neigung, so daß z. B. die Kurven, die den Abständen  $D = 1$  und  $D = 4$  cm entsprechen, einander schneiden.



Luft,  $p = 0,10$  mm Hg,  $J = 1,00 \times 10^{-3}$  Amp.

Fig. 5.

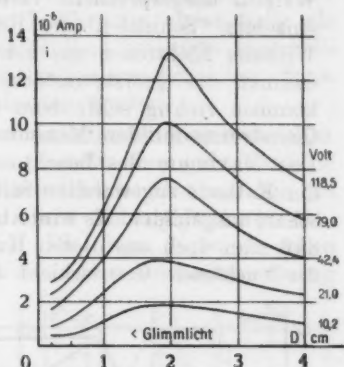


Fig. 6.

Zeichnet man sich, wie in Fig. 6, die Kurven gleicher Spannung mit dem Abstand  $D$  als Abszisse, so erkennt man, daß das Strommaximum innerhalb des negativen Glimmlichtes zu liegen kommt und bei höheren Spannungen weiter ins Glimmlicht hineinrückt. Allerdings lassen sich die Verhältnisse bei einer so geringen Zahl von Beobachtungswerten nicht deutlich übersehen; es wurde diese Tatsache aber an einer großen Zahl von Beobachtungsreihen geprüft, wobei die Stelle des Maximums von Millimeter zu Millimeter bestimmt wurde, und immer bestätigt gefunden. Die Querstromstärken weisen also innerhalb des negativen Glimmlichtes Maxima auf. Ähnliche Beobachtungen liegen schon von H. A. Wilson<sup>1)</sup> und auf ganz anderem Wege von J. J. Thomson<sup>2)</sup> vor. Außerdem rücken aber die Maxima bei höheren Spannungen tiefer in das negative Glimmlicht hinein, eine Erscheinung, die sich durch den im nächsten Abschnitte vorgeschlagenen Ansatz sehr leicht erklären läßt.

1) H. A. Wilson, Phil. Mag. (5) 49. p. 505. 1900.

2) J. J. Thomson, Phil. Mag. VI. 1. p. 361. 1901.

Die leuchtende Grenzschicht des Glimmlichtes gibt sich merkwürdigerweise in diesen Kurven nicht unmittelbar zu erkennen; denn das Maximum des Querstromes liegt durchwegs im Inneren des negativen Glimmlichtes. Die von H. A. Wilson ausgesprochene Vermutung, daß das Leuchten der einzelnen Schichten der Entladung durch lichtelektrische Wirkung Elektronen aus den Querelektroden frei macht und dadurch die Querstromstärke erhöht, kann also nicht vollkommen richtig sein; denn sonst müßte das Maximum des Querstromes mit dem Maximum des Leuchtens zusammenfallen. Das Maximum des Leuchtens ist aber bekanntlich an der der Kathode zugewandten Seite, der leuchtenden Grenzschicht, scharf ausgebildet. Es wird aber später (p. 393) gezeigt werden, daß man doch aus diesen Kurven Werte gewinnen kann, die die leuchtende Grenzschicht deutlich anzeigen.

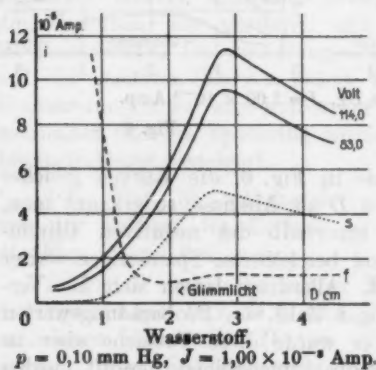


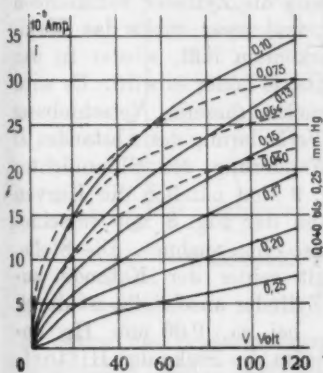
Fig. 7.

Innerhalb des Hittorfschen Dunkelraumes, der wohl häufig als Ionenverarmungsraum bezeichnet wird, haben die Querströme nur ganz geringe Werte, steigen dann steil an, um gegen den Faradayschen Dunkelraum zu langsam zu fallen. Sie behalten aber im ganzen Entladungsrohr höhere Werte als im Hittorfschen Dunkelraum. Im

Faradayschen Dunkelraum sind die Werte wesentlich konstant und steigen nur vielleicht in der Nähe der ersten positiven Schicht etwas an. Dieselben Erfahrungen, wie in Luft, wurden in Wasserstoffgas gemacht, mit dem Unterschied, daß dort, dem größeren Hittorfschen Dunkelraum entsprechend, die Kurven auseinandergezogen sind. Fig. 7 gibt die Kurven gleicher Spannung für verschiedene Abstände im Entladungsrohr, gefüllt mit Wasserstoff, wieder; Druck und Hauptstromstärke sind ebenso wie früher auf  $p = 0,10 \text{ mm Hg}$  und  $J = 1,00 \text{ Milliamp.}$  gehalten. Der besseren Übersicht halber sind nur die

Werte eingezeichnet, die mit den Spannungen  $V = 88,0$  und  $114,0$  Volt gefunden wurden; der Abstand  $D$  wurde in Sprüngen von  $0,25$  cm verändert. Die Kurven  $f$  und  $s$  werden im III. Abschnitt besprochen werden. Wie ersichtlich, liegen die Verhältnisse hier ebenso wie bei den Beobachtungen in Luft. Die Maxima liegen in der Fig. 7 allerdings etwas tiefer als gefunden werden. Der Unterschied liegt jedenfalls innerhalb der Beobachtungsfehler, da auch bei ein und demselben Gase, ebenso große Abweichungen gefunden wurden.

§ 7. Die Stärke der *Querströme* ist auch ganz wesentlich vom *Drucke abhängig*, und man erhält eine ganz ähnliche Abhängigkeit vom Drucke bei konstantem Abstände wie die in den Figg. 5, 6 und 7 beschriebene Abhängigkeit vom Abstände bei konstantem Drucke. Die Figg. 8 und 9 geben Beobachtungen wieder, die mit der ersten Versuchsanordnung



Luft,  $D = 2,5$  cm,  $J = 2,0 \times 10^{-3}$  Amp.

Fig. 8.

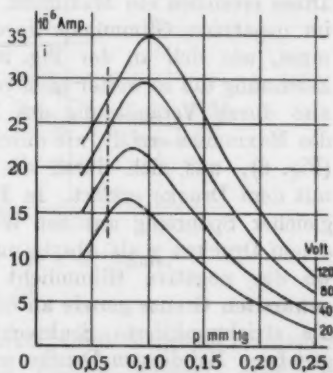


Fig. 9.

(I. Abschnitt, § 1, große Zylinder, Abstand von der Kathode  $2,5$  cm) in Luft bei verändertem Drucke und einer auf  $J = 2,0$  Milliamp. gehaltenen Hauptstromstärke gefunden wurden. Der großen Oberfläche der Zylinder halber und der höheren Hauptstromstärke  $J$  entsprechend<sup>1)</sup>, haben die Ströme  $i$ , die als Ordinaten in Figg. 8 und 9 aufgetragen sind, höhere Werte als bisher und sind daher mit den übrigen Angaben,

1) Vgl. § 9 dieses Abschnittes.

die sämtlich an der Versuchsanordnung § 2 des I. Abschnittes beobachtet wurden, nicht unmittelbar vergleichbar. Es soll an den Kurven nur gezeigt werden, daß auch mit den großen Querelektroden ganz ähnliche Resultate erzielt wurden.

Als Abszisse ist in Fig. 8 (ebenso wie in Fig. 5) die Spannung  $V$  eingezeichnet; die Beobachtungspunkte lagen bei 20, 40, 80 und 120 Volt. Die Drucke, denen die einzelnen Kurven entsprechen, sind in Millimeter Hg angegeben. Man erkennt eine auffallende Ähnlichkeit mit der Fig. 5. Solange die Zylinder in den Hittorfschen Dunkelraum hineinragen — infolge ihrer großen Länge konnte das Glimmlicht nicht genügend weit von der Hauptkathode entfernt werden, um die Zylinder vollkommen im Dunkelraum einzuschließen —, also bei niederen Drucken, ist die Neigung der Charakteristik gering und steigt mit dem Druck und den Stromwerten.<sup>1)</sup> Diese erreichen ein Maximum, wenn die Zylinder vollkommen im negativen Glimmlicht liegen, und zwar rückt das Maximum, wie sich an der Fig. 9 erkennen läßt, wieder in der Zeichnung um so weiter nach rechts, je höher es wird. Es wird also durch Veränderung des Druckes dieselbe Verschiebung des Maximums erzielt, wie durch Veränderung des Abstandes  $D$  (Fig. 6), was sich durch die Wanderung des Glimmlichtes mit dem Drucke erklärt. In Fig. 9 sind nämlich die Kurven gleicher Spannung aus den Werten der Fig. 8 mit verschiedenen Drucken  $p$  als Abszissenachse eingezeichnet. Die Stelle, wo das negative Glimmlicht mit seiner der Kathode zugewandten Grenze gerade an die Zylinder anschließt, ist durch die strichpunktierte Senkrechte, bei ca. 0,06 mm Hg angegeben. Bei diesem Drucke war also die Dicke des Hittorfschen Dunkelraumes gleich dem Abstände der Zylinder von der Kathode ( $D = 2,5$  cm).

§ 8. Natürlich gewinnt man aus Messungen, die wie die eben angegebenen bei einem bestimmten Abstände der Querelektroden von der Hauptkathode vorgenommen werden, keine richtige Übersicht über die Abhängigkeit der Querstromstärke vom Drucke, da die Lage des negativen Glimmlichtes für die Charakteristik in erster Linie ausschlaggebend erscheint. Um die Abhängigkeit des Querstrommaximums

1) Die gestrichelten Kurven entsprechen der besseren Übersicht halber Drucken unter 0,10 mm Hg.

vom Drucke zu studieren, wurden daher bei verschiedenen, für die Dauer einer Beobachtungsreihe konstant gehaltenen Drucken eine größere Anzahl von Charakteristiken mit veränderlicher Stellung der Kathode aufgenommen. Auf diese Weise erhält man für verschiedene Drücke eine Folge von Beobachtungsreihen von der Art, wie sie in Figg. 6 bzw. 7 angedeutet sind, die sich in ihrer Gesamtheit natürlich nur in räumlicher Darstellung wiedergeben ließen, wofür z. B. der Fig. 6 eine Druckachse als dritte Ordinate anzugliedern wäre. Verbindet man dann die Strommaxima durch eine Linie, so erhält man die ausgezogenen Kurven der Fig. 10,

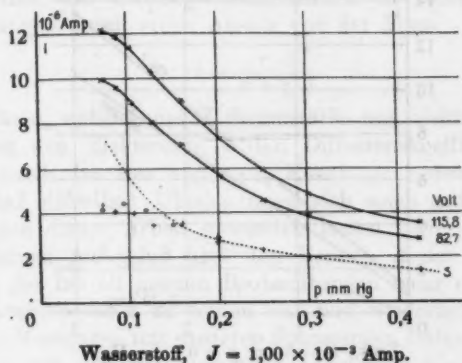


Fig. 10.

in denen die Beobachtungspunkte durch liegende Kreuzchen eingetragen sind. Sie bilden Kurven gleicher Spannung ( $V = 82,7$  und  $115,8$  Volt) bei verändertem Drucke in Wasserstoff (Hauptstromstärke  $J = 1,00$  Milliamp.). Die punktierte Kurve  $s$  wird später besprochen werden. Bei niedrigem Gasdrucke haben darnach die Ströme zwischen den Querelektroden bedeutend höhere Werte als bei höherem Drucke; der Abfall erfolgt, außer in den kleinsten Druckgebieten, in hyperbelähnlichen Kurven. Auch darauf soll im nächsten Abschnitte noch zurückgekommen werden.

Kennt man nun noch die Lage des negativen Glimmlichtes, das sich für den in Fig. 10 ausgemessenen Druckbereich von ca.  $D = 0,6$  cm bis nach  $D = 2,8$  cm verschoben

hat, so ist man imstande, z. B. aus den Figg. 7 und 10, sich eine räumliche Darstellung zu bilden, in der für jeden beliebigen Wert, von  $D$ ,  $p$  und  $V$  der entsprechende Wert für  $i$  angegeben ist. Eine der Fig. 9 (für Wasserstoff) entsprechende Kurve erscheint dabei natürlich als Schnitt parallel der  $i, p$ -Ebene.

§ 9. Alle bisherigen Beobachtungen (außer Figg. 8 u. 9) wurden für eine Hauptstromstärke  $J = 1,0$  Milliamp. angegeben. Mit verändertem Hauptstrom zeigen die Werte des Querstromes merklich linearen Zusammenhang, wie wohl auch zu erwarten ist. Natürlich dürfen aber wieder nur entsprechende

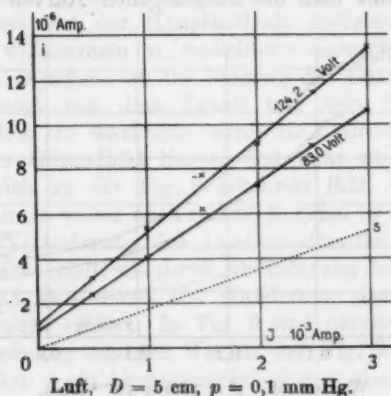


Fig. 11.

Punkte der Geisslerentladung verglichen werden, also z. B. die Maxima der Querströme im negativen Glimmlichte, wobei der Abstand  $D$  für jede Stromstärke neu eingestellt werden muß, da bekanntlich das Glimmlight im Bereiche des anomalen Kathodenfalles, der für alle Untersuchungen in Betracht kam, seine Lage ändert.

Mit geringem Fehler kann man aber wohl auch bei konstantem Abstände in einiger Entfernung vom Maximum der Querströme arbeiten. Auf diese Weise wurden die Beobachtungen der Fig. 11 gewonnen, in Luft von  $p = 0,1$  mm Hg; die Querelektroden waren 5 cm von der Hauptkathode entfernt. Es war also  $D$  etwa fünfmal so groß als der Hittorfsche Dunkelraum. In der Fig. 11 sind als Ordinaten die

Werte der Querströme für  $V = 88,0$  und  $124,2$  Volt eingetragen, als Abszissen die dazugehörigen Hauptstromstärken  $J$ . Die Punkte schließen sich recht gut an die durchgelegten Geraden, die aber nicht durch den Nullpunkt gehen. Die der Figur beigegebene punktierte Gerade  $s$  wird wieder im nächsten Abschnitte besprochen werden.

### III. Abschnitt

#### Über die Ionisation im Geisslerrohr.

§ 10. J. J. Thomson versucht in seinem Lehrbuche<sup>1)</sup> die Beobachtungen von Stoletow und von von Schweideler<sup>2)</sup> über die Stromspannungskurven in lichtelektrischen Entladungen durch einen Ansatz von der Form

$$i = \frac{c_1 X}{d + c_2 X}$$

zu erklären, wobei  $i$  und  $X$  Stromstärke und elektrische Kraft zwischen den Elektroden,  $d$  den Diffusionskoeffizienten der Ionen durch das Gas und  $c_1, c_2$  Konstante bedeuten. Es ist klar, daß dieselben Überlegungen sich auch auf die Beobachtungen dieser Arbeit anwenden lassen. Die Formel gibt aber keinen Aufschluß über den Bereich  $A$  der allgemeinen Fig. 1, der bei all meinen Beobachtungen mehr oder weniger stark ausgesprochen zu finden war und wiederholt durch besondere Messungen mit niederen Spannungen festgestellt wurde. Auch in den im Thomsonschen Lehrbuche wiedergegebenen Kurven ist dieser „Bereich  $A$ “ übrigens teilweise deutlich ausgeprägt.

Aus anderen Gründen findet Hallwachs<sup>3)</sup>: „Die Deutung des Verlaufes der Versuche bedarf daher noch weiterer Bearbeitung“.

Man könnte auch meinen, daß der langsame Anstieg, den ich in meinen Charakteristiken statt der erwarteten Sättigungsströme erhielt, daher rühre, daß die Ionen, die die Querleitung besorgen, mit Geschwindigkeit zwischen die Zylinder kommen; es könnte dann sein, daß nach dem Ohmschen Gebiete mit weiter gesteigerter Spannung fortwährend

1) Thomson-Marx, Elektrizitätsdurchgang in Gasen. § 121. Teubner 1906,

2) l. c.

3) E. Marx, Handbuch der Radiologie, III. Band. p. 301. Leipzig 1916.



neue Ionen mit immer größerer Geschwindigkeit an die Querelektroden getrieben werden. Die Berechnung für einen ähnlichen Fall hat Heinrich Mache<sup>1)</sup> durchgeführt; er kommt zu einer Formel von der Form:

$$i = N \cdot e \cdot v \cdot \frac{2}{\pi} \frac{1}{a} \int_0^{\frac{\sqrt{A} \pi^{1/2} c}{a}} e^{-c^2/a^2} dc.$$

Hierin bedeutet unter anderen  $N \cdot e \cdot v$  die gesamte Ladungsmenge an Ionen, die in der Zeiteinheit die Zylinder durchströmt. Die an die Zylinder angelegte Spannung ist in  $A$  enthalten, und zwar dergestalt, daß  $A$  mit der Spannung proportional ist. Mit  $a$  ist die mittlere Geschwindigkeit der Ionen bezeichnet, und  $c$  bedeutet, angewendet auf unseren Fall, die molekulare Geschwindigkeit der einzelnen Ionen, die sich also nach dem Maxwellschen Gesetze verteilt.

Die Kurve, die dieser Macheschen Formel entspricht, ist z. B. in den Funktionentafeln von Jahnke und Emde<sup>2)</sup> nachzuschlagen. Man wird erkennen, daß sie eine ganz andere Gestalt hat, als die von mir beobachteten Kurven; sie sehr bald einer Sättigung nähert und nicht den konstanten Anstieg zeigt, abgesehen von dem fehlenden Bereiche  $A$  der Fig. 1. Es dürfte daher nicht angehen, die Machesche Formel zur Erklärung meiner Kurven zu verwenden.

Eine weitere Erklärungsmöglichkeit für das Entstehen solcher Stromspannungskurven könnte vielleicht in der Kolummenionisation<sup>3)</sup> vorliegen, wie sie durch Radium und Röntgenstrahlen hervorgerufen wird. Es zeigt sich aber, daß die Kolummenionisation die Sättigung insbesondere bei höheren Drucken beeinträchtigt, weshalb bei Beobachtungen über Kolummenionisation meist Vielfache einer Atmosphäre angewendet werden. Im Geisslerrohr dürfte daher die Diffusion bzw. die freie Weglänge viel zu groß sein, als daß Kolummenionisation zur Erklärung der beobachteten Charakteristiken herangezogen werden könnte.

1) H. Mache, Physik. Zeitschr. 4. p. 717. 1902/3.

2) Jahnke u. Emde, Teubner 1909.

3) Literatur siehe: St. Meyer u. E. v. Schweidler, Radioaktivität, Teubner 1916.

§ 11. Insbesondere bei derartigen Messungen in der Geisslerentladung scheint es mir naheliegend, sich einen anderen Vorgang aufzubauen, um den Gang solcher Kurven zu erklären. Ich denke mir, daß im Bereiche  $B-C$  der Fig. 1 zu dem Sättigungsstrom  $i_s$  ein Strom  $i'$  dadurch hinzutritt, daß die positiven Ionen durch ihr Auffallen auf die Nebenkathode neue Elektronen erzeugen, die sich allenfalls an Gasmoleküle ansetzen und sich als negative Ionen an der Stromleitung beteiligen. Es soll sich also derselbe Vorgang abspielen, den wir als maßgebend für die Geisslerentladung selbst annehmen. Demnach wäre der zwischen den Querelektroden gemessene Strom

$$(1) \quad i = i_s + i'.$$

Der erste Teil dieser Summe besteht aus den positiven und negativen Ionen, die an der betreffenden Stelle der Geisslerentladung in der Zeiteinheit erzeugt werden und sämtlich durch die Querspannung  $V$  an die Elektroden getrieben werden. Es ist dafür der bekannte Ausdruck

$$(2) \quad i_s = e(n_+ + n_-) = en$$

zu schreiben.

Nun soll aber jedes positive Ion, das auf die Kathode auffällt, entweder am Metall oder an dem adhärierenden Gashäutchen ionisieren, d. h. durch seinen Anprall auf die Oberfläche eine Anzahl Elektronen bilden. Über diese Zahl kann man annehmen, daß sie proportional der kinetischen Energie des auffallenden Ions ist, also proportional der vom Ion durchlaufenen Spannung  $X$ . Es ergibt sich daher

$$i' = n_-' e = \nu n_+ e X,$$

da wir weiter annehmen wollen, daß auch jedes neu entstehende Ion durch die Spannung herausgetrieben wird, wir also auch für  $i'$  die Formel des Sättigungsstromes  $n_- e$  anwenden dürfen. In dieser Beziehung wäre, wie man leicht einsehen kann,  $\nu$  die Zahl der Elektroden, die entsteht, wenn ein positives Ion, das einen Spannungsabfall von 1 Volt durchlaufen hat, auf die Kathode auffällt.

Es wird sich später (p. 396) zeigen, daß der Erfahrung besser genügt würde, wenn man annimmt, daß Oberflächen-

ionisation erst von einer gewissen Anfangsspannung  $X_0$  an eintritt, wenn man also die obige Beziehung in der Form

$$i' = \nu n_+ e (X - X_0)$$

schreibt; doch soll dieser Wert  $X_0$  vernachlässigt werden.

Über die Zahl der positiven Ionen kann man von vornherein keine weiteren Annahmen machen. Wenn sie auch in einzelnen Teilen des Geisslerrohres gegen die negativen Ionen überwiegen, so werden sie doch im allgemeinen nur einen Bruchteil  $\alpha$  der  $n$  Ionen zwischen den Zylindern ausmachen, wobei  $\alpha$  alle Werte von 0 bis 1 annehmen kann. Es läßt sich nun die Gleichung (1) auf die Form bringen:

$$(3) \quad i = en + \alpha \nu n e X = i_0 (1 + \alpha \nu X).$$

Die Größe  $X$  hat für jedes positive Ion einen verschiedenen Wert, je nach seiner anfänglichen Entfernung von der Nebenkathode. Die einfachste Annahme ist die, daß  $X$  im Mittel proportional der an die Querelektroden angelegten Spannung  $V$  ist. Wir kommen also zu einer Beziehung

$$(3') \quad i = i_0 (1 + f \cdot V),$$

wobei in die Funktion  $f$  die Konstanten  $\alpha$  und  $\nu$  einbezogen sind. Danach kann  $f$  eine Funktion des Abstandes  $D$  sein, soll aber von  $V$  nicht abhängen.

Außerdem enthält aber  $f$  noch einen weiteren Ausdruck. Obige Beziehung ist aufgestellt unter der Annahme, daß die positiven Ionen, die zwischen die Nebenelektroden kommen, keine Eigengeschwindigkeit besitzen, hervorgerufen durch das Feld  $Y$  im Geisslerrohr. Diese Annahme wird aber nur an wenigen Querschnitten zutreffen; im allgemeinen werden die Ionen mit Eigengeschwindigkeit in die Zylinderelektroden eintreten, wodurch die kinetische Energie der Ionen vermehrt wird. Wenn nun jener Teil der Energie, der als Oberflächenionisation zur Wirksamkeit kommt, wieder proportional  $X$ , bzw.  $V$  ist (was allerdings nur mit größter Annäherung der Fall sein dürfte), so wird durch ein Feld  $Y$  eine Vergrößerung der Funktion  $f$  hervorgerufen. Es ist mir leider nicht gelungen, für diese Überlegung einen befriedigenden mathematischen Ausdruck zu finden.

Tatsächlich erhält man für  $f$  innerhalb des Kathodenfalles unvergleichlich größere Werte, als im übrigen Geissler-

rohr, wie aus der Fig. 7 ersichtlich ist, in der  $f$  als Funktion des Abstandes  $D$  eingetragen ist. Zur Berechnung dienten die Beobachtungen von  $i$  und  $V$ , die den ausgezogenen Kurven der Figur zugrunde liegen, nach der Formel

$$(4) \quad f = \frac{i_2 - i_1}{V_1 i_1 - V_2 i_2},$$

die sich leicht aus Gleichung (8') ergibt. Demnach sind in Fig. 7 unter Verwendung der früheren Maßzahlen die Ordinaten 1/100 1/Volt. Man erkennt, daß  $f$  im leuchtenden Glimmlichtsaum ein Minimum  $f = 0,009$  1/Volt aufweist, was ziemlich wichtig erscheint, da die Kurven von  $i_1$  und  $i_2$  selbst dort keine besonderen Auffälligkeiten zeigten, außer vielleicht einen etwas unregelmäßigeren Gang, als er in der Zeichnung wiedergegeben ist. Da aber bekanntlich im Glimmlichtsaume das Gefälle  $Y$  praktisch gleich Null zu setzen ist, so ist das Auftreten eines Minimums von  $f$  nach dem Obigen leicht erklärlich.

§ 12. Man kann nun durch eine angenäherte Überschlagsrechnung einen Rückschluß von  $f_{\min.}$  auf  $v$  ziehen. Es ist nämlich, wenn die Wirkung von  $Y$  verschwindet, nach der Definition

$$f_{\min.} = \frac{X}{V} \alpha v.$$

In einem Zylinderkondensator ist nun die Feldstärke in irgend einem Punkte mit dem Abstände  $\varrho$  von der Achse gegeben durch den Ausdruck

$$\frac{1}{\varrho} \cdot \frac{V}{\lg R/r},$$

in dem  $V$  wie bisher die an die Zylinder angelegte Spannung,  $R$  und  $r$  die Halbmesser des äußeren bzw. des inneren Zylinders bedeuten. Es ist daher die Größe  $X$ , der Spannungsunterschied, den ein Ion durchlaufen muß, um an die Kathode, das ist an den äußeren Zylinder getrieben zu werden, gleich.

$$X = \int_{\varrho}^R \frac{V}{\lg R/r} \cdot \frac{d\varrho}{\varrho} = V \frac{\lg R/\varrho}{\lg R/r}.$$

Wenn man zur Überschlagsrechnung mit  $P$  den Halbmesser derjenigen Zylinderfläche bezeichnet, die von den  $n$  zwischen den Zylindern entstehenden Ionen ebensoviel einschließt,

als ausschließt, so ist  $P^2 = (R^2 - r^2)/2$  und daher als Mittelwert

$$\bar{X} = \frac{1}{2} V \frac{\lg \frac{2R^2}{(R^2 - r^2)}}{\lg R/r}$$

und nach den Angaben von p. 376  $\bar{X}/V = 0,24$ .

Im Glimmlichtsaum kann man aber positive und negative Ionen in gleicher Anzahl annehmen, d. h.  $\alpha = 0,5$  setzen. Dann ist  $f_{\min.} = \nu \cdot 0,24 \cdot 0,5$  und daher

$$\nu = \frac{0,009}{0,5 \cdot 0,24} = 0,075 \frac{\text{Elektronen}}{\text{Volt}}$$

Diese Zahl bedeutet, daß jedes positive Wasserstoffion, das einen Spannungsunterschied von 100 Volt durchlaufen hat, im Mittel ca. 7,5 Elektronen durch seinen Aufprall auf eine Aluminiumkathode aus dieser löst oder, mit anderen Worten, daß zur Loslösung eines Elektrons aus einer solchen Kathode jedes Wasserstoffion einen Spannungsunterschied von ca. 18 Volt durchlaufen muß.

Innerhalb des negativen Glimmlichtes steigt  $f$  wieder an, um dann (auch im Faradayschen Dunkelraum) anscheinend konstant zu bleiben. Doch geben darüber meine Messungen keinen unbedingt verlässlichen Aufschluß, da sich in meinem Beobachtungsmaterial widersprechende Ergebnisse finden, die wohl hauptsächlich ihre Ursache in kleinen Veränderungen der gegenseitigen Elektrodenstellung im Laufe der Zeit haben dürften.

Die Zahl  $\nu$  scheint in weitem Bereiche vom Drucke unabhängig zu sein, denn die Minima der Funktion  $f$  haben bei den Beobachtungen, die der Fig. 10 zugrunde liegen, wesentlich denselben Wert innerhalb der allerdings nicht unbeträchtlichen Beobachtungsfehler. Nur bei den niedrigsten Drucken scheint  $f_{\min.}$  etwas zu steigen, wie aus folgender Zusammenstellung hervorgeht, die in die Fig. 10 nicht eingetragen ist, um die Zeichnung nicht zu verwirren:

$p$	$= 0,48$	$0,30$	$0,25$	$0,20$	$0,16$	$0,13$	$0,11$
$f_{\min.}$	$= 0,008,$	$0,010,$	$0,009,$	$0,009,$	$0,010$	$0,010$	$0,009,$
	$p = 0,090 \quad 0,070 \text{ mm Hg}$						
	$f_{\min.} = 0,011, \quad 0,011 \text{ cm/Volt.}$						

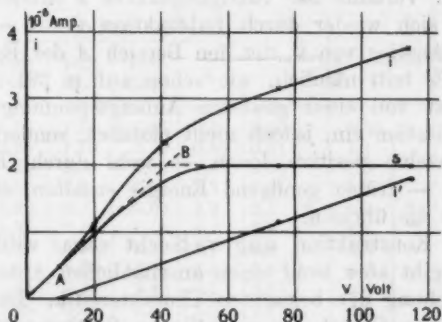
Hingegen scheint die Zahl  $\nu$  von der Gasart abzuhängen; denn die Funktion  $f$  zeigt für Luft zwar einen ähnlichen Ver-

lauf wie für Wasserstoff, es findet sich aber  $f_{\text{min.}} = 0,007$  und nach der vorigen Überslagsrechnung daher  $\nu = 0,0058$  Elektronen auf ein Volt, also wesentlich weniger als bei Wasserstoff.

Wenn die Überlegungen, die zur Gleichung (8) geführt haben, richtig sind, so müssen sie sich ebensogut auf die lichtelektrischen Erscheinungen anwenden lassen, wo die Verhältnisse viel einfacher liegen, da kein Gefälle parallel den Platten vorhanden ist. Die positiven Ionen, die zur Oberflächenionisation kommen sollen, und das Eintreten der Sättigung verhindern, sind ja von Dember<sup>1)</sup> nachgewiesen worden.

§ 19. Ebenso wie  $f$  läßt sich natürlich aus Gleichung (8') der Sättigungsstrom  $i_s$  berechnen, nach der Formel

$$(5) \quad i_s = \frac{i_1 V_2 - i_2 V_1}{V_2 - V_1}.$$



Luft,  $J = 1,3 \times 10^{-3}$  Amp.,  $D = 0,5$  cm,  $p = 0,3$  mm Hg.

Fig. 12.

In Fig. 12 ist eine Stromspannungskurve  $i$  wiedergegeben, die in Luft von  $p = 0,30$  mm Hg, mit einer Hauptstromstärke  $J = 1,00$  Milliamp., 0,5 cm von der Kathode entfernt, aufgenommen wurde. Berechnet man sich aus den beiden Beobachtungspunkten im geradlinigen Bereich der Kurve mit den Koordinaten

$$i_1 = 3,19, \quad i_2 = 3,80 \text{ Mikroamp.},$$

$$V_1 = 75,8, \quad V_2 = 115,2 \text{ Volt}$$

1) Vgl. E. Marx, Handbuch der Radiologie, III. Bd.; W. Hallwachs, § 19, „Lichtelektrische Kanalstrahlen“.

den Sättigungsstrom nach der Formel (5), so erhält man

$$i_s = \frac{115,2 \times 3,19 - 75,8 \times 3,80}{115,2 - 75,8} = \frac{79}{39,4} = 2,0 \text{ Mikroamp.}^1)$$

Dieser Wert wird nun in der Zeichnung als Parallele zur Abszissenachse eingetragen (Kurve  $s$ ). Es folgt [aus Gleichung (1)], daß der Strom  $i' = i - i_s$ , der durch Oberflächenionisation hervorgerufen wird, mit der Neigung

$$d i' / d V = d i / d V = f \cdot i_s$$

einzuzeichnen ist. Setzt man die Kurve  $i'$  geradlinig gegen die kleineren Spannungen hin fort, so kann man umgekehrt durch die Subtraktion  $s = i - i'$  die Krümmung der Kurve  $s$  bei  $B$  bilden. Legt man nun weiter an die beobachtete Kurve  $i$  im Gebiete der niedrigsten Spannungen die Tangente, die dem Ohmschen Verlaufe der Sättigungskurve  $s$  entsprechen soll, so ergibt sich wieder durch Subtraktion  $i' = i - s$  der allmähliche Anstieg von  $i'$ , der den Bereich  $A$  der Beobachtung erklärt. Es tritt nämlich, wie schon auf p. 391 angedeutet wurde, erst von einer gewissen Anfangsspannung an Oberflächenionisation ein, jedoch nicht plötzlich, sondern langsam, indem einzelne positive Ionen — wohl durch Brownsche Bewegung — früher genügend Energie erhalten, um zu ionisieren, als die übrigen.

Diese Konstruktion mag vielleicht etwas willkürlich erscheinen, gibt aber wohl einen anschaulichen Aufschluß über die Entstehung der bekannten Charakteristik. Im folgenden wird nur das Gebiet des eigentlichen Sättigungsstromes besprochen werden, dessen Abhängigkeit von den Größen  $D$ ,  $p$  und  $J$  in recht befriedigender Weise verläuft.

§ 14. Unter § 6 war gesagt worden, daß die Maxima der Kurven gleicher Spannung um so weiter in das negative Glimmlicht hineinrücken, je höher die Spannungen sind, die an die Querelektroden angelegt werden (Fig. 6). Wenn aber aus den beiden Kurven höchster Spannung — 79,0 und 118,5 Volt in Fig. 6 oder 83,0 und 114,0 Volt in Fig. 7 —, deren Stromwerte im geradlinigen Teile der Charakteristik liegen, die Kurve des Sättigungsstromes nach Formel (5) be-

1) Aus dieser kleinen Rechnung geht hervor, daß die Größe  $i_s$  bedeutend ungenauer wird, als die beobachteten  $i$ , was natürlich auch für die Berechnung von  $f$  gilt.



rechnet wird, so ergibt sich eine Kurve, wie sie z. B. in Fig. 7 s wiedergegeben ist. Diese Kurve weist auch ein Maximum auf, das aber nicht unter dem Maximum der beobachteten Kurven liegt, sondern gerade über dem (in Fig. 7 nicht gezeichneten) Maximum der Kurven niedriger Spannung, die für die Berechnung von  $i_s$  gar nicht benutzt werden. Diese Verschiebung des Maximums ins negative Glimmlicht mit steigender Potentialdifferenz ist also nur durch den Anstieg der Funktion  $f$  verursacht und hat natürlich nichts mit der primär an der betreffenden Stelle des Geisslerrohres vorhandenen Zahl der Ionen zu tun.

Tabelle 1.

Wasserstoff:  $p = 0,14$  mm Hg,  $J = 1,0$  Milliamp.

1	2	3	4	5	6	7	8
D cm	i Mikroamp.				$n = \frac{i_s}{e}$	$n_0 = n/\text{cm}^3$	$\bar{\rho} = \frac{n_0}{x} \cdot 100$
	Volt 10,2	Volt 83,3	Volt 125,0	$i_s$			
Glimmlicht Dunkelraum	0,25	0,15	1,14	1,15	0,41	0,26	0,11
	0,50	0,24	1,70	2,15	0,80	0,51	0,21
	0,75	0,34	2,35	2,89	1,4	0,90	0,38
	1,00	0,54	3,34	3,89	2,3	1,54	0,58
	1,25	0,86	4,97	5,80	3,3	2,1	0,89
	1,50	1,37	6,18	7,10	4,3	2,8	1,18
	1,75	1,81	7,06	8,20	4,7	3,0	1,25
	2,00	1,67	8,33	10,46	4,1	2,6	1,10
	2,50	1,44	7,34	9,42	3,1	2,0	0,85
	3,00	1,26	6,63	8,53	2,8	1,8	0,75
	3,50	1,08	5,64	7,21	2,6	1,66	0,69

Ebenso ist in der Tab. 1, der Beobachtungen in Wasserstoff vom Drucke  $p = 0,14$  mm Hg bei einer Hauptstromstärke  $J = 1,00$  Milliamp. zugrunde liegen, die Verschiebung des Maximums zu erkennen. Die Maxima der Werte für  $i_{10,2}$  und  $i_s$  der ersten und fünften Reihe liegen bei  $D = 1,75$  cm (wobei  $D$  wieder den Abstand der Querelektroden von der Hauptkathode bezeichnet), während  $i_{83,0}$  und  $i_{125,0}$  — in der 3. und 4. Reihe —, aus denen  $i_s$  berechnet wurde, ihre höchsten Werte bei  $D = 2,00$  cm haben.

Gegen die beiden Dunkelräume zu nimmt der Sättigungsstrom ab, und zwar, wie besonders aus Fig. 7 deutlich zu erkennen ist, gegen die Kathode steiler. Bemerkenswert ist,

daß der Abfall hier ziemlich linear erfolgt, um dann umzubiegen, also wieder einen von den beiden der Berechnung zugrunde liegenden Kurven abweichenden Verlauf zeigt. In dem der Kathode nahe liegenden Teil des Hittorfschen Dunkelraumes ist die Leitfähigkeit außerordentlich gering. Für ganz schwache Drucke ergab es sich aber bei einer Anzahl von Beobachtungen, daß  $i$ , in der nächsten Nähe der Kathode, also im Gebiete der „ersten Schicht“, ein wenig ansteigt. Im Verlaufe der beobachteten Kurven selbst war von einem solchen Anstieg nie etwas zu bemerken, die Kurven von  $i$  fallen gegen die Kathode zu ohne Ausnahme steil ab. Natürlich kann dieser Anstieg vor  $i$ , nicht groß sein, da nur höchstens ein kleiner Rand der Querelektroden in die dünne erste Schicht eintauchen kann.

In der 6. Reihe der Tab. 1 ist in der Bezeichnungsweise der Gleichung (2) die Zahl der Ionen berechnet, die sich am Zustandekommen des jeweiligen Sättigungsstromes beteiligen ( $e = 1,56 \times 10^{-19}$  Coulomb). Dividiert man diese Zahlen durch den Rauminhalt zwischen den Zylindern, der nach den Angaben auf p. 376 0,46 ccm betrug, so erhält man  $n_0$ , die Zahl der Ionen, die im Kubikzentimeter an der betreffenden Stelle der Geissleröhre in der Zeiteinheit durch die Hauptentladung gebildet wird. Reihe 7 der Tabelle zeigt, daß für den angegebenen Druck und die angegebene Hauptstromstärke in der am besten leitenden Schicht des negativen Glimmlichtes ca.  $6,5 \times 10^{13}$  Ionen im Kubikzentimeter erzeugt werden. Es wird also nur ein Bruchteil der Gasmoleküle ionisiert; denn für den vorliegenden Fall sind ohne Berücksichtigung der Temperatur im Kubikzentimeter

(6)  $z = 2,8 \times 10^{19} \times p/760 = 37 \times 10^{15} \cdot 0,14 = 5,2 \times 10^{15}$  p  
Moleküle anzunehmen, wenn für die Loschmidtsche Zahl  $2,8 \times 10^{19}$  gesetzt wird. Die Zahl

$$\bar{\beta} = \frac{n_0}{z} \cdot 100$$

in der 8. Reihe gibt an, wie viele unter 100 Gasmolekülen im betreffenden Querschnitte des Geisslerrohres ionisiert werden.

§ 15. Die Abhängigkeit der Größe  $\beta$  vom Drucke  $p$  ist in der 7. Reihe der Tab. 2 wiedergegeben, die denselben Beobachtungen entspricht wie Fig. 10. Der aus den beob-

achteten Maximalströmen  $i_{23,7}$  und  $i_{115,8}$  berechnete Sättigungsstrom  $i_{s(\max)}$  ist in Fig. 10 durch stehende Kreuzchen eingezeichnet (die Ringelchen sind einer anderen Beobachtungsreihe mit denselben Versuchsbedingungen entnommen) und in Tab. 2, 3. Reihe, eingetragen. Alle Buchstaben und Bezeichnungen haben hier dieselbe Bedeutung wie vorher.  $D_{\max}$  bedeutet den zu  $i_{s(\max)}$  gehörigen Abstand der Querelektroden von der Hauptkathode. In Reihe 8 ist die Zusammenstellung von p. 394 wiederholt.

Tabelle 2.

Wasserstoff:  $J = 1,00$  Milliamp.

1	2	3	4	5	6	7	8
$p$	$z$	$i_{s(\max)}$	$D_{\max}$	$n$	$n_0$	$\bar{\beta}$	$f_{\min}$
0,069	2,6	4,3	2,8	2,7 <sub>5</sub>	6,0	2,3	0,011
0,090	3,4	4,1	2,1 <sub>5</sub>	2,6	5,7	1,68	0,011 <sub>5</sub>
0,11	4,1	3,9	1,7	2,5	5,4	1,3 <sub>5</sub>	0,009 <sub>5</sub>
0,13	4,8	3,4	1,5	2,1 <sub>7</sub>	4,7	0,98	0,010
0,16	6,1	3,5	1,2 <sub>5</sub>	2,2 <sub>5</sub>	4,9	0,80	0,010
0,20	7,7	2,7	1,1	1,7 <sub>3</sub>	3,7 <sub>5</sub>	0,49	0,009 <sub>5</sub>
0,25	9,5	2,2	1,0	1,4 <sub>1</sub>	3,0 <sub>7</sub>	0,32 <sub>5</sub>	0,009 <sub>5</sub>
0,30	11,5	2,0	0,9	1,7 <sub>8</sub>	2,7 <sub>6</sub>	0,24 <sub>1</sub>	0,010 <sub>5</sub>
0,43	16,2	1,3	0,65	0,8 <sub>3</sub>	1,70	0,10 <sub>5</sub>	0,008 <sub>5</sub>
mm Hg	$\times 10^{15}$	Mikro-amp.	cm	$\times 10^{13}$	$\times 10^{13}$	%	cm Volt

Man findet, daß  $\bar{\beta}$  mit abnehmendem Drucke rasch wächst, und zwar, wie man sich leicht überzeugen kann, mit Ausnahme der geringsten Drucke umgekehrt proportional dem Quadrat des Druckes:

$$(7) \quad \bar{\beta} = \frac{\text{konst.}}{p^2} = \frac{0,020}{p^2}.$$

So wird z. B. im bestleitenden Querschnitte des negativen Glimmlichtes bei einem Drucke von  $p = 0,13$  mm Hg im Mittel jedes hundertste Molekül ionisiert, während bei 0,43 mm Hg nur jedes tausendste Molekül eine Einheitsladung trägt, wobei die Beobachtungen ergaben, daß zwischen Wasserstoff und Luft kein wesentlicher Unterschied besteht.

Wie aber weiter unten gezeigt werden wird, hat  $\bar{\beta}$  nur die Bedeutung einer vorläufig eingeführten Rechnungsgröße, die einen Mittelwert darstellt, genommen über die Länge der Querelektroden.

Berücksichtigt man die Gleichungen (2), (6) und (7), so erhält man aus der Definition von  $\beta$  die Beziehung

$$(8) \quad i_{s(\max)} = \frac{0,55}{p} \text{ Mikroamp.},$$

die besagt, daß die Sättigungsströme einen hyperbelartigen Abfall aufweisen mit steigendem Drucke. Die dieser Gleichung entsprechende Kurve ist in Fig. 10 *s* gezeichnet und zeigt, außer bei den niedrigsten Drucken, gute Übereinstimmung mit den Beobachtungspunkten.

§ 16. Die Beziehung (8) läßt sich auch leicht aus theoretischen Überlegungen ableiten, wenn man den Vorgang an der Hauptkathode betrachtet.

Ich nehme an, daß durch die Oberflächenionisation an der Flächeneinheit der Hauptkathode  $\mathcal{N}$  Elektronen frei werden, deren kinetische Energie während der Wanderung durch den Hittorfschen Dunkelraum wächst und in jedem Augenblicke dem gesamten durchflogenen Potentialgefälle  $\bar{Y}$  proportional sein soll. Wenn  $\bar{Y}$  den gesamten Kathodenfall bedeutet, dann wird die kinetische Energie der  $\mathcal{N}$  Elektronen bei ihrer Ankunft im negativen Glimmlicht gleich  $\mathcal{N} \cdot e \cdot \bar{Y}$  sein. Nun steht aber bekanntlich mit großer Annäherung der Kathodenfall in geradem Verhältnis zur freien Weglänge  $\lambda$  der Elektronen und ist daher verkehrt proportional dem Drucke; es ist also

$$\bar{Y} \sim \lambda \sim 1/p$$

und bei konstantem Hauptstrom

$$(9) \quad \mathcal{N} e \bar{Y} \sim \mathcal{N} \lambda \sim \mathcal{N}/p.$$

Dieselbe Beziehung wie für  $\lambda$  muß natürlich auch für „einander entsprechende Stellen“ des Geisslerrohres gelten, worunter z. B. bei verschiedenen Drucken solche Abstände  $D$  gemeint sind, die gleichen Vielfachen von  $\lambda$  entsprechen, also müssen insbesondere solche Abstände die Entfernungen der Kathode zum bestleitenden Querschnitt des negativen Glimmlichtes sein, die in der Tab. 2 mit  $D_{\max}$  bezeichnet wurden. Tatsächlich ergab sich auch aus einer größeren Zahl von Beobachtungen, allerdings mit großen Abweichungen, da die Messungen nicht gerade darauf angestellt wurden, für Wasserstoff im Mittel ungefähr

$$p \cdot D_{\max} = 0,25.$$

Da diese Größe offenbar eine Materialkonstante ist, so muß sie durch Verunreinigungen des Gases, die etwa aus den Elektroden stammen können, wesentlich beeinflusst werden.

Nun möge zur leichteren Darstellung die Thomsonsche Theorie vereinfacht werden. Es sollen nämlich die  $R$  aus der Kathode stammenden Elektronen den ganzen Dunkelraum durchfliegen und erst, wenn sie auf diese Weise das Maximum an Energie aufgenommen haben, zur Stoßionisation gelangen, wobei jedes von ihnen  $\mu$  Ionen erzeugt. Dann werden im ganzen

$$(10) \quad R e \bar{Y} \sim N = \mu R$$

im negativen Glimmlicht erzeugt. Damit aber jedes der Elektronen auf ein Gasmolekül trifft, wird eine von der Gasdichte abhängige Strecke  $L$  notwendig sein, die die betreffenden Elektronen vermöge ihrer Trägheit mit gleichförmiger Geschwindigkeit durchfliegen, da im negativen Glimmlicht das Potentialgefälle verschwindet, wie insbesondere aus den schönen Messungen von Aston<sup>1)</sup> hervorgeht. Daher werden die  $N$  neu entstehenden Ionen über einen Raum von der Länge  $L$  und dem Querschnitt Eins gleichmäßig verteilt sein und dort eine Dichte

$$\varrho = N/L$$

hervorrufen. Da aber  $L$  offensichtlich in geradem Verhältnis zur freien Weglänge steht, also

$$(11) \quad L \sim \lambda \sim 1/p$$

und ebenso

$$(12) \quad N \sim \lambda \sim 1/p$$

ist, wie aus den Beziehungen (9) und (10) hervorgeht, so ergibt sich, daß die Ionendichte  $\varrho$  unabhängig vom Drucke sein muß, ein Satz, den schon Kurt Eisenmann<sup>2)</sup> und J. Stark<sup>3)</sup> in anderer Form ausgesprochen haben.

Um von der Ionendichte auf den Sättigungsstrom zurückzuschließen, werden zwei Fälle zu unterscheiden sein; es kann nämlich, je nach dem Gasdrucke,  $L$  kleiner oder größer sein als die Länge der Zylinderelektroden.

1) I. v.

2) Kurt Eisenmann, Über die Potentialverteilung im dunklen Kathodenraum, Verh. d. D. Physik. Ges. 14. p. 297–314. 1912.

3) J. Stark, Elektrizität in Gasen, J. A. Barth, p. 265. 1902.

Im ersten Falle ist daher die Gesamtzahl der zwischen den Zylindern in der Sekunde erzeugten Ionen

$$(13) \quad n = N \cdot q,$$

wenn  $q$  den Flächeninhalt zwischen den Zylinderelektroden bedeutet; denn es sind in diesem Falle alle in dem betreffenden Querschnitte erzeugten Ionen auch wirklich zwischen den Zylindern eingeschlossen. Aus den Beziehungen (2), (12) und (18) ergibt sich also für den Sättigungsstrom an der leitenden Stelle des Entladungsraumes:

$$(8') \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{oder} \\ i_{s(\max.)} = N \cdot q \cdot e \sim q \cdot e/p, \\ i_{s(\max.)} = \frac{\text{konst.}}{p}, \end{array} \right.$$

wobei die Konstante durch die Gleichung (8) schon gegeben ist.

Da sich aus den Messungen ergeben hat, daß zwischen Wasserstoff und Luft kein wesentlicher Unterschied bezüglich des Maximums der Sättigungsströme besteht, so muß dies auch für  $n$  und  $N$  gelten, d. h., daß das Produkt  $\mu \mathfrak{N}$  anscheinend von der Natur des Gases unabhängig ist, was allerdings erst genauer und bei mehreren Gasen geprüft werden müßte.

Im zweiten Falle, wenn nämlich der Druck so niedrig ist, daß  $L$  größer wird als die Länge  $l$  der Zylinder, so ist die Zahl der zwischen den Zylindern vorhandenen Ionen

$$(14) \quad n = q \cdot q \cdot l;$$

es gilt dann also nicht mehr die Gleichung (13), und man erhält jetzt statt der Gleichungen (8') bei konstantem Hauptstrom:

$$(15) \quad i_{s(\max.)} = e \cdot q \cdot q \cdot l = \text{Konst.},$$

eine Gleichung, die besagt, daß die Sättigungsstromstärke — wenigstens im Gebiete der besten Leitfähigkeit — bei niedrigen Drucken unabhängig vom Drucke ist. Vollkommen ist diese Forderung in der Fig. 10 nicht erfüllt; es weicht aber, wie erwähnt, die Kurve, die durch die Beobachtungspunkte (Ringlehen und stehende Kreuzchen) zu legen ist, in Gebieten höherer Verdünnungen (von 0,1 mm Hg abwärts) deutlich von der gezeichneten Hyperbel ab und scheint zu einer Wagerchten umbiegen zu wollen. Außerdem zeigen

Beobachtungen von der Art wie Fig. 7, die bei niedrigeren Drucken aufgenommen wurden, eine wesentliche Verflachung des Strommaximums, insbesondere aber des Maximums des Sättigungsstromes, wie es die eben entwickelte Vorstellungsweise verlangt.

Leider war es mir nicht möglich, bei noch niedrigeren Drucken, als in Fig. 10 angegeben, Beobachtungen zu machen, da die mir zur Verfügung stehende Hochspannungsbatterie nicht ausreicht, um den Hauptstrom bei solchen Drucken in der erforderlichen Stärke zu erhalten.

Man kann aber immerhin aus den in Fig. 10 angegebenen Beobachtungen bei niederen Drucken ersehen, daß im Gebiete der besten Leitfähigkeit sich der Sättigungsstrom im Mittel ungefähr der Größe

$$i_s(\text{max.}) = 4,2 \text{ Mikroamp.}$$

nähert und nach der Bezeichnungsweise der Tab. 2 daher unabhängig vom Drucke

$$n_0 = 6 \cdot 10^{13}$$

Ionen im Kubikzentimeter Gas vorhanden sind. Die Zahl der Ionen unter hundert Gasmolekülen folgt also auch nicht der Gleichung (7), sondern soll richtiger lauten

$$(7) \quad \beta = \frac{n_s}{z} \cdot 100 = \frac{n_s \cdot 100 \cdot 760}{2,8 \cdot 10^{19} \cdot p} = \frac{0,16}{p},$$

während eben die auf p. 399 gegebenen Zahlen nur dadurch vorgetäuscht werden, daß die Querelektroden zu große Dimensionen hatten.

§ 17. Die vorstehenden Zahlen beziehen sich auf die Stromstärke  $J = 1$  Milliamp. bzw. nach den Angaben von p. 376 auf eine Stromdichte von 0,088 Milliamp. für 1 qcm. Wenn man Proportionalität der Ionisation mit der Stromdichte annimmt, wozu der nächste Paragraph Berechtigung geben wird, so ergibt sich für eine Stromdichte von 1 Milliamp./qcm in der bestleitenden Schicht des negativen Glimmlichtes die Zahl der im Kubikzentimeter erzeugten Ionen unabhängig vom Drucke zu  $16 \cdot 10^{14}$  und die Zahl der Ionen unter 100 Gasmolekülen zu  $4,2/p$ , wobei  $p$  den Druck in Millimeter Hg angibt.

Die wenigen in der Literatur auffindbaren Zahlenangaben über den Ionengehalt im Geisslerrohr lassen sich nicht unmittelbar mit meinen Beobachtungen vergleichen, da sie unter



vollkommen verschiedenen Verhältnissen entstanden sind und sich auf die im Gleichgewichtszustand im Rohr vorhandenen Ionenzahlen beziehen, während ich die in der Zeiteinheit im Kubikzentimeter entstehenden Ionenzahlen beobachtete, und zwar insbesondere im ionenreichsten Teil des negativen Glimmlichtes ( $n_0$ ). Ich möchte aber versuchen, über die Zahlen, die ich in der Literatur vorfinden konnte, einen Überblick zu geben, da sich daraus Aufschlüsse über die Wiedervereinigung im Geisslerrohr — wenigstens der Größenordnung nach — entnehmen lassen; denn es ist die Halbwertszeit der Wiedervereinigung bekanntlich gleich dem Quotienten aus der im stationären Zustande befindlichen Ionenzahl und der Zahl der in der Zeiteinheit entstehenden Ionen.

Da ist zunächst eine Arbeit von E. Riecke über „freie Elektrizität in Geissleröhren“.<sup>1)</sup> Riecke gibt hier eine Tabelle für die räumliche Ladungsdichte in verschiedenen Abständen  $s$  von der Anode; die Kathode scheint in seinem Rohre 33,7 cm von der Anode entfernt gewesen zu sein. Rieckes Beobachtungen erstrecken sich auf dreierlei Stromstärken und zwei Drucke; er berechnet die räumliche Dichte mit Hilfe der Quellengleichung aus Beobachtungen über das Gefälle. Über die Lage der Leuchtgebilde macht Riecke leider keine Angaben. Aus der Dichte läßt sich nun unter Annahme des Elementarquantums zu  $4,7 \cdot 10^{-10}$  elektrost. Einh. die Zahl der im Kubikzentimeter im Überschusse vorhandenen Ionen eines Vorzeichens und unter der Zuhilfenahme der Loschmidt'schen Zahl zu  $2,8 \cdot 10^{19}$  der Ionenüberschuß eines Vorzeichens unter 100 Molekülen berechnen. Die so berechneten Zahlen sind in den Tabbb. 3 und 4 wiedergegeben, wobei das Vorzeichen die Art der Ladung des Überschusses andeutet. Unter  $n_0$  und  $\beta$  sind die Zahlen eingezeichnet, die sich aus dieser Arbeit ergeben würden, wenn Proportionalität mit der Stromstärke und die Formel (7) als richtig angenommen werden.

Es ist bemerkenswert, daß die Rieckeschen Zahlen keine Proportionalität mit der Stromstärke zeigen; die Abhängigkeit der Rieckeschen Werte von der Stromstärke scheint im Gegenteil sehr kompliziert zu sein, was vielleicht zum großen Teile darauf zurückzuführen ist, daß Riecke, im Gegensatz zu den Versuchen, über die hier berichtet wird, mit normaler Ent-

1) E. Riecke, Wied. Ann. 43. p. 220. 1897.

Tabelle 3.

mm Hg	Strom- dichte Milliamp. cm <sup>2</sup>	Ionenüberschuß im Kubikzentimeter					$n_0$	$T$
		$s = 0$ bis 2,6 cm	$s = 29,4$ cm	$s = 81,5$ cm	$s = 92,6$ cm	$s = 93,7$ cm		
	0,0084	-	$+0,00079 \times 10^{10}$	$+0,00128 \times 10^{10}$	$+0,00385 \times 10^{10}$	$+0,238 \times 10^{10}$	$0,14 \times 10^{14}$	$0,17 \times 10^{-4}$
	0,0292	"	$+0,00064 \times 10^{10}$	$+0,00100 \times 10^{10}$	$+0,00189 \times 10^{10}$	$+0,766 \times 10^{10}$	$0,49 \times 10^{14}$	$0,16 \times 10^{-4}$
	0,0642	"	"	$+0,00096 \times 10^{10}$	$+0,00220 \times 10^{10}$	$+3,00 \times 10^{10}$	$1,05 \times 10^{14}$	$0,29 \times 10^{-4}$
0,2	wie oben	$-0,00060 \times 10^{10}$	wie oben	wie oben	wie oben	wie oben	wie oben	wie oben

Tabelle 4.

mm Hg	Stromdichte	Ionenüberschuß		$\beta$
	Milliamp. cm <sup>2</sup>	unter 100 Molekülen		
		$s = 33,7$ cm		
	0,0084	$+ 0,106 \times 10^{-4}$	0,064	
0,6	0,0292	$+ 0,345 \times 10^{-4}$	0,22	
	0,0642	$+ 1,36 \times 10^{-4}$	0,48	
		$+ 0,81 \times 10^{-4}$		0,19
0,2	wie oben	$+ 1,02 \times 10^{-4}$		0,65
		$+ 4,05 \times 10^{-4}$		1,4

ladung beobachtete, also mit nicht vollkommen vom Glimmlicht bedeckter Kathode, wodurch die Berechnung der Stromdichte aus der Elektrodenoberfläche und der Stromstärke ihren Sinn verliert. Die Unabhängigkeit der Ionendichte vom Drucke ist auch bei Riecke größtenteils erfüllt; nur in der Nähe der Anode ist die Dichte des Ionenüberschusses bei kleinerem Drucke geringer.

In Tab. 3. sind unter  $T$  die Halbwertszeiten berechnet, die sich ergeben aus dem Vergleich der Rieckeschen Zahlen für  $s = 93,7$  cm mit  $n_0$ . Es ist auffällig, daß danach die Halbwertszeit unabhängig vom Druck und bei konstantem Druck nicht ganz unabhängig von

der Stromdichte sein soll. Da die Rieckeschen Zahlen nur den Ionenüberschuß eines Vorzeichens angeben, kann die daraus berechnete Halbwertszeit nur eine untere Grenze angeben.

J. Stark<sup>1)</sup> berechnet die Ionisation in der positiven Säule bei 7,6 mm Hg-Druck und einer Stromdichte von 0,565 Milliamp./qcm zu  $2,69 \cdot 10^{12}$  Ionen im Kubikzentimeter, wofür ich unter gleichen Verhältnissen  $n_0 = 8,9 \cdot 10^{14}$  berechnen würde; weiter findet Stark aus seinen Beobachtungen, daß in der positiven Säule „weniger als  $1,1 \cdot 10^{-3}$  Proz. der Gasmoleküle in positive und negative Ionen zerlegt“ sind, während ich unter diesen Verhältnissen finden würde, daß im negativen Glimmlichte ca.  $\beta = 0,92$  Proz. der Moleküle zerlegt werden.

Ähnliche Zahlen ergeben Angaben von R. Seeliger<sup>2)</sup>, der anscheinend die Beobachtungen von Stark nachgerechnet hat, nämlich bei Seeliger in der positiven Säule unter einem Luftdruck von 4 mm Hg und 0,565 Milliamp./qcm Stromdichte  $3,5 \cdot 10^{11}$  Ionen im Kubikzentimeter und  $3,10^{-4}$  Proz., wofür aus meinen Messungen im negativen Glimmlichte  $n_0 = 8,9 \cdot 10^{14}$  und  $\beta = 0,60$  Proz. zu berechnen sind.

Die Zahlen von Stark und Seeliger sind aus der Leitfähigkeit berechnet unter Zuhilfenahme der Differenz (statt der Summe) der Ionengeschwindigkeiten aus Beobachtungen des Halleffektes und geben daher nur eine obere Grenze für die im Kubikzentimeter der positiven Säule im Gleichgewichte bestehenden Ionen an. Es ergeben sich nun die Halbwertszeiten nach Stark zu  $3 \cdot 10^{-3}$  Sek. und nach Seeliger zu  $0,4 \cdot 10^{-3}$  Sek., die mit den früheren nach Riecke berechneten einigermäßen in guter Übereinstimmung stehen; denn auch sie dürften nur eine untere Grenze angeben, da die Iondichte in der positiven Säule unvergleichlich geringer ist als im negativen Glimmlichte, wodurch die Halbwertszeit mehr beeinflußt werden dürfte, als durch die erwähnte Benutzung der Geschwindigkeitsdifferenz an Stelle der Geschwindigkeitssumme.

Wesentlich tiefer rückt die untere Grenze der Halbwertszeit, wenn man Angaben von Townsend<sup>3)</sup> über die Ionen-

1) J. Stark, Die Elektrizität in Gasen. p. 269. J. A. Barth, Leipzig 1902.

2) E. Marx, Handbuch der Radiologie. III. Bd. p. 67. Leipzig 1916.

3) J. S. Townsend, Electricity in Gases. Oxford, Clarendon Press 1915. p. 439.

dichte im Geisslerrohr benutzt. Er bestimmt sie in der positiven Säule aus Beobachtungen über Stoßionisation bei 0,29 Milliamp./qcm Stromdichte und 1 mm Hg Luftdruck der Größenordnung nach zu  $1,5 \cdot 10^8$  Ionen im Kubikzentimeter, während sich nach meinen obigen Angaben hierfür  $n_0 = 4,6 \cdot 10^{14}$  berechnen würde. Demnach ergibt sich die Halbwertszeit der Größenordnung nach zu mindestens  $0,8 \cdot 10^{-6}$  Sek.

Um besseren Aufschluß über die Halbwertszeit im Geisslerrohr zu erhalten, müßten natürlich alle zur Berechnung nötigen Zahlen an ein und derselben Stelle eines Geisslerrohres beobachtet werden.

§ 18. Zieht man endlich die Hauptstromstärke  $J$  in den Bereich der Betrachtungen, so kann man wohl bei konstantem Drucke die Annahme machen, daß

$$J \sim \mathfrak{R}$$

ist, d. h. daß auch

$$J \sim \mathfrak{R} \sim q$$

ist. Es ergeben dann die Gleichungen (8') und (15) dasselbe, nämlich

$$(16) \quad i_s = \text{konst. } J.$$

In einem Koordinatensystem, in dem die Werte von  $J$  und  $i_s$  gezeichnet sind, muß also eine durch die Beobachtungspunkte gelegte Kurve eine Gerade sein, die durch den Nullpunkt geht. Anlässlich der Besprechung der Fig. 11 wurde betont, daß direkt beobachtete Querstromstärken in ihrer Abhängigkeit von der Hauptstromstärke auf Geraden liegen, die nicht durch den Nullpunkt gehen. Wenn man aber aus diesen Beobachtungen, die den Gleichungen

$$i_{80,0} = 4,05 \cdot J - 0,75$$

und

$$i_{124,2} = 5,20 \cdot J - 1,15$$

genügen, nach der Formel (5) die Gleichung für  $i_s$  berechnet, so ergibt sich die Gerade (Fig. 11 s) für die die Forderung (12) ausgezeichnet erfüllt ist. Es ist nämlich

$$i_s = 1,8 \cdot J,$$

wenn  $i_s$  in Mikroamp. und  $J$  in Milliamp. ausgedrückt wird. Diese Konstante hat aber keine allgemeine Bedeutung, da sie nur für einen bestimmten Abstand der Querelektroden von der Hauptkathode (in Luft) gilt, wie p. 388 erwähnt wurde.

§ 19. Die eben besprochene Tatsache, daß die aus den direkten Beobachtungen berechneten Sättigungsströme der Forderung (16) genügen, mag als Bestätigung für die Richtigkeit der Berechnungsweise der Sättigungsströme nach der Formel (5) dienen. Ebenso kann als Bestätigung hierfür die Eigenschaft der berechneten Sättigungsströme angesehen werden, daß sie in den Stromabstanddiagrammen ihr Maximum über dem Maximum der Ohmschen Ströme haben und nicht die Verschiebung zeigen, die bei den Kurven höherer Spannung auftritt (p. 397). Endlich ist die Steigerung der Ionisation in der nächsten Nähe der Kathode, die sich aus dem Verlaufe der Stromabstandkurven bei einigen Beobachtungen ergeben hat (p. 398), durchaus verständlich und entspricht den Erwartungen, während an den direkt beobachteten Strömen davon nichts zu bemerken war.

#### Zusammenfassung.

In der vorliegenden Arbeit ist eine Versuchsanordnung beschrieben, mit der die Ionisation im Geisslerrohr nach der Methode der Querströme gemessen wurde.

Auf Grund einfacher Annahmen über die Oberflächenionisation an der Nebenkathode wird der gemessene Querstrom in zwei Teile zerlegt, von denen der eine im Zustande der Sättigung ist, während der andere durch Oberflächenionisation mit der Spannung wächst. Der auf diese Weise berechnete Sättigungsstrom genügt besser den bestehenden Anschauungen über die Vorgänge im Geisslerrohr als der gesamte beobachtete Querstrom.

Die Ionisation erreicht im negativen Glimmlichte ein Maximum, ist unabhängig vom Druck und steht in geradem Verhältnis zur Hauptstromstärke im Rohre. Sie zeigt bezüglich Wasserstoff und Luft keine wesentlichen Unterschiede.

Es wird versucht, über die Ionisation im Geisslerrohr zahlenmäßige Angaben zu machen und mit Hilfe in der Literatur bekannter Zahlen die Halbwertszeit der Ionisation im Geisslerrohre zu bestimmen.

(Eingegangen 3. August 1917.)

n  
er  
g  
er  
ie  
r  
m  
ht  
n-  
ti-  
r-  
r-  
en  
en

ag  
er

n-  
e-  
de  
n-  
ee  
en  
e-

in  
m  
g-  
e-  
n  
e-  
m

w  
l  
m  
s